

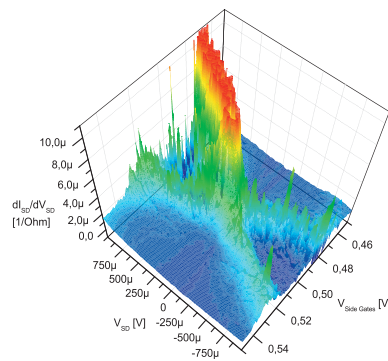
---

# Durch akustische Oberflächenwellen gesteuerte Manipulation von Quantenzuständen

---

## Dissertation

zur Erlangung des akademischen Grades eines  
Doktors der Naturwissenschaften,  
der Mathematisch–Naturwissenschaftlichen Fakultät  
der Universität Augsburg vorgelegt



von

**Marcin Malecha**

Lehrstuhl für Experimentalphysik I  
Universität Augsburg

Augsburg, im August 2011

Betreuer:

Prof. Dr. Achim Wixforth  
Lehrstuhl für Experimentalphysik I  
Universität Augsburg

Dr. Jens Ebbecke  
OSRAM Opto Semiconductors GmbH

Erstgutachter:	Prof. Dr. Achim Wixforth
Zweitgutachter:	Prof. Dr. Sigmund Kohler

Tag der mündlichen Prüfung: 21. Oktober 2011



# Inhaltsverzeichnis

<b>1. Einleitung</b>	<b>1</b>
<b>I. Theoretische Grundlagen</b>	<b>3</b>
<b>2. Zum Aufbau der Probe</b>	<b>5</b>
2.1. Das Probenmaterial – Galliumarsenid . . . . .	5
2.2. Heterostrukturen . . . . .	6
2.3. Zweidimensionales Elektronengas (2DEG) . . . . .	9
2.3.1. Elektrostatik des zweidimensionalen Elektronengases . . . . .	10
2.4. Ohmsche Kontakte . . . . .	12
<b>3. Niederdimensionale Systeme</b>	<b>15</b>
3.1. Ladungstransport im zweidimensionalen Elektronengas . . . . .	17
3.1.1. Streuprozesse im zweidimensionalen Elektronengas . . . . .	17
3.1.2. Längenskalen beim Elektronenstromtransport im 2DEG . . . . .	18
<b>4. Ladungstransport durch Nanostrukturen</b>	<b>21</b>
4.1. Quantenpunktkontakte und Nanodrähte . . . . .	21
4.2. Quantenpunkte . . . . .	25
4.2.1. Spektroskopiemessungen an einem Quantenpunkt . . . . .	29
4.2.2. Doppelquantenpunkte . . . . .	31
4.3. Ratschen-Nanostrukturen . . . . .	32
<b>5. Akustische Oberflächenwellen</b>	<b>35</b>
5.1. Entstehung der Oberflächenwellen . . . . .	35
5.2. Erzeugung von Oberflächenwellen . . . . .	36
5.3. Wechselwirkung der Oberflächenwelle mit einem zweidimensionalen Elektro- nengas . . . . .	39
5.3.1. Einfluss des 2DEG auf die Oberflächenwelle . . . . .	39
5.3.2. Abhängigkeit der Dämpfung der SAW von der Frequenz der Ober- flächenwelle . . . . .	40
5.3.3. Einfluss des Deformationspotentials . . . . .	40
5.3.4. Akustoelektrischer Strom in Abhängigkeit von der Temperatur . .	41
5.3.5. Akustoelektrischer Strom in Abhängigkeit der Gatespannung . . .	41
5.3.6. Einfluss der Störstellen auf die Oberflächenwelle . . . . .	42
5.3.7. Gleichrichtungseffekte . . . . .	42
5.4. Akustische Oberflächenwelle als Elektronenpumpe durch einen Quantenpunkt	42

<b>II. Probenherstellung und Messmethoden</b>	<b>45</b>
<b>6. Probenherstellung</b>	<b>47</b>
6.1. Probennomenklatur . . . . .	47
6.2. Probenmaterial . . . . .	47
6.3. Probenherstellung . . . . .	48
6.3.1. Vorbereitung des Wafers . . . . .	48
6.3.2. Optische Lithografie . . . . .	51
6.3.3. Elektronenstrahlithografie . . . . .	52
6.4. Nass-chemisches Ätzen . . . . .	55
6.5. Thermisches Aufdampfen . . . . .	55
6.6. Ohmsche Kontakte . . . . .	57
6.6.1. Optimierung der Herstellungsparameter von Ohmschen Kontakten.	58
6.7. Interdigitale Schallwandler . . . . .	66
6.8. Bonden . . . . .	68
6.9. Zuverlässigkeit und Stabilität . . . . .	69
<b>7. Messaufbau</b>	<b>73</b>
7.1. Spitzenmessplatz . . . . .	73
7.2. DEKTAK, AFM . . . . .	73
7.3. Bestimmung der Resonanzfrequenz der IDTs . . . . .	74
7.3.1. Netzwerkanalysator . . . . .	74
7.3.2. Zeitaufgelöste Bestimmung der Resonanzfrequenz . . . . .	75
7.3.3. Akustoelektrischer Strom . . . . .	75
7.4. Tieftemperaturmessung . . . . .	77
7.4.1. VTI/Probenstab in Augsburg . . . . .	77
7.4.2. <sup>3</sup> He-System/Probenstab in Braunschweig . . . . .	77
7.5. Versuchsaufbau . . . . .	78
7.5.1. Messaufbau an der Universität Augsburg . . . . .	79
7.5.2. Messaufbau an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braun- schweig . . . . .	80
7.5.3. Testen und Einkühlen der Proben . . . . .	83
<b>III. Experimente und Ergebnisse</b>	<b>85</b>
<b>8. Vorangegangene Messungen - Ratschensysteme</b>	<b>87</b>
8.1. Ratschenstruktur . . . . .	87
8.1.1. Nanostruktur . . . . .	87
8.2. Überlegungen zum Probendesign . . . . .	95
<b>9. Messungen und Ergebnisse</b>	<b>97</b>
9.1. Eindimensionale Kanäle . . . . .	97
9.1.1. 1D-Kanäle auf Probe HB_2_II . . . . .	97
9.2. Eindimensionale Kanäle mit Top Gates . . . . .	106
9.2.1. Langer Kanal mit Top Gates (Probe HB_2_III_B mit Top Gates)	106
9.2.2. Langer Kanal mit Top Gates (Probe HB_2_II_B mit Top Gates)	111

9.2.3.	Kurzer Kanal mit Top Gates (Probe HB_2_II_A mit Top Gates)	112
9.2.4.	Schmaler Kanal mit Top Gates (Probe HB_2_II_C mit Top Gates)	116
9.3.	Quantenpunkte . . . . .	120
9.3.1.	Quantenpunkt 12121_7_#3 . . . . .	120
9.3.2.	Quantenpunkt 12121_7_#4 . . . . .	127
9.3.3.	Messungen an der Physikalisch–Technischen Bundesanstalt in Braun- schweig . . . . .	135
9.3.4.	Quantenpunkt ohne Top Gates . . . . .	149
<b>10.</b>	<b>Zusammenfassung und Ausblick</b>	<b>159</b>
<b>A.</b>	<b>Herstellungsprotokoll des Wafers 12121</b>	<b>163</b>
<b>B.</b>	<b>Schemata der Optimierung der Ohmschen Kontakte</b>	<b>165</b>
<b>C.</b>	<b>Tabellarische Zusammenfassung der Prozesse bei Probenherstellung</b>	<b>175</b>
<b>D.</b>	<b>Liste der archivierten Proben</b>	<b>181</b>
	<b>Literaturverzeichnis</b>	<b>183</b>
	<b>Index</b>	<b>193</b>



# Abbildungsverzeichnis

2.1. Einheitszelle von GaAs . . . . .	6
2.2. Schematische Darstellung einer Heterostruktur . . . . .	8
2.3. Beispiele für Heterostrukturen . . . . .	8
2.4. Leitungsband eines Heterostrukturübergangs und Entstehung des 2DEGs .	10
2.5. Leitungsband eines Ohmschen Kontaktes . . . . .	13
3.1. Zustandsdichte in Abhängigkeit der Dimensionalität . . . . .	16
4.1. REM-Scan eines Quantenpunktkontakt-Systems mit Split-Gates . . . . .	22
4.2. Schematische Darstellung des Stromtransports durch einen Quantenpunkt- kontakt . . . . .	23
4.3. Quantisierung des Leitwertes . . . . .	24
4.4. Ausbildung eines Quantenpunktes mit Hilfe von Top Gates . . . . .	26
4.5. Coulomb-Blockade-Oszillationen in der Leitfähigkeit eines Quantenpunktes	27
4.6. Coulomb-Blockade Mechanismus . . . . .	28
4.7. Spektroskopiemessungen an einem Quantenpunkt . . . . .	30
4.8. Skizze eines Coulomb-Diamanten . . . . .	30
4.9. Gleichrichtung beim asymmetrischen Quantenpunkt . . . . .	31
4.10. Wirkungsweise einer Tunnel-Ratsche . . . . .	33
5.1. Verlauf des piezoelektrischen Potentials einer Oberflächenwelle . . . . .	36
5.2. Skizze der Ausbreitung einer Oberflächenwelle . . . . .	37
5.3. Verschiedene Ausführungen von interdigitalen Schallwandlern . . . . .	38
5.4. Mechanismus einer SAW-Elektronenpumpe mit einem Quantenpunkt . . .	44
6.1. Probenname . . . . .	48
6.2. Skizze des Aufbaus des verwendeten Wafers 12121 . . . . .	49
6.3. Prozessschritte bei Probenherstellung . . . . .	50
6.4. Positionierung der Leiterbahnen in Ätzgräben . . . . .	54
6.5. Testmessungen der Äztiefe . . . . .	56
6.6. Testmessungen für Top Gates . . . . .	57
6.7. Maskenlayout für zur Optimierung Ohmscher Kontakte . . . . .	59
6.8. Beispiele für I(V)-Messungen für unlegierte ohmsche Kontakte . . . . .	60
6.9. Beispiele für I(V)-Messungen für einlegierte ohmsche Kontakte . . . . .	61
6.10. Ausschnitt aus Übersicht der Ohmschen Kontakte . . . . .	62
6.11. Widerstand der Ohmschen Kontakte vs. Einlegierungstemperatur und -Zeit	64
6.12. Lichtmikroskopaufnahmen der Ohmschen Kontakte zwischen Einlegierung- schritten . . . . .	65
6.13. Reparierte interdigitale Schallwandler . . . . .	67
6.14. Skizze des Chipcarriers A . . . . .	68

6.15. Chipcarrier . . . . .	69
6.16. Stabilität der Probe HB_2_IV_A . . . . .	70
7.1. Beispiel Resonanzfrequenzbestimmung am Netzwerkanalysator . . . . .	74
7.2. Beispiel zeitaufgelöste Resonanzfrequenzbestimmung am Frequenzanalysator . . . . .	76
7.3. Probenstabskopf am VTI . . . . .	78
7.4. Messaufbau an der Universität Augsburg . . . . .	81
7.5. Messaufbau an der PTB Braunschweig . . . . .	82
8.1. REM-Aufnahme der Ratschen-Nanostruktur . . . . .	88
8.2. Charakterisierung der Probe 12121_5_R5 . . . . .	89
8.3. Spektroskopie des Doppelquantenpunktes auf Probe 12121_5_R5 . . . . .	90
8.4. Bestimmung der Resonanzfrequenz auf Probe 12121_5_R5 . . . . .	91
8.5. Ratscheneffekte am linken Kanal der Probe 12121_5_R5 . . . . .	92
8.6. Modell für Einfluss einer akustischen Oberflächenwelle auf ein Qbit. . . . .	93
8.7. Skizze zur Erklärung der Stromumkehr . . . . .	94
8.8. Skizze der Doppelquantenpunktprobe. . . . .	96
9.1. Probe HB_2_II_A . . . . .	98
9.2. Kennlinie HB_2_II_A . . . . .	99
9.3. Beispiel der 1st-Peak-Anomalie anhand der Probe HB_2_II_A . . . . .	101
9.4. Skizze zur Entstehung von Peaks und Stufen . . . . .	102
9.5. Probe HB_2_II_B . . . . .	102
9.6. Source-Drain-Batch am Kanal HB_2_II_B . . . . .	103
9.7. Positionen der Stufen am Kanal HB_2_II_B . . . . .	104
9.8. Probe HB_2_II_C . . . . .	105
9.9. Positionen der Stufen am Kanal HB_2_II_B . . . . .	106
9.10. Probe HB_2_III_B . . . . .	107
9.11. Pinch Off-Verhalten der Probe HB_2_III_B . . . . .	108
9.12. Tests der Dichtigkeit der Top Gates . . . . .	109
9.13. Beispiel für eine Hysterese . . . . .	111
9.14. Probe HB_2_II_B mit Top Gates . . . . .	112
9.15. Probe HB_2_II_A mit Top Gates . . . . .	112
9.16. $V_{SD}$ -Batch am Kanal HB_2_II_A mit Top Gates . . . . .	114
9.17. $V_{SD}$ -Batches am Kanal HB_2_II_A mit Top Gates . . . . .	115
9.18. $V_{TopGates}$ -Batch am Kanal HB_2_II_A . . . . .	116
9.19. Probe HB_2_II_C mit Top Gates . . . . .	117
9.20. $V_{SD}$ -Batch am Kanal HB_2_II_C mit Top Gates . . . . .	118
9.21. $V_{TopGates}$ -Batch am Kanal HB_2_II_C . . . . .	119
9.22. Probe 12121_7_#3 . . . . .	121
9.23. Source-Drain-Batch am Quantenpunkt 12121_7_#3 . . . . .	122
9.24. $V_{oGate}$ -Batch am Quantenpunkt 12121_7_#3 . . . . .	124
9.25. $V_{uGate}$ -Batch am Quantenpunkt 12121_7_#3 . . . . .	125
9.26. $V_{ouGate}$ -Batch am Quantenpunkt 12121_7_#3 . . . . .	126
9.27. Mapping am Quantenpunkt 12121_7_#3 . . . . .	128
9.28. Probe 12121_7_#3 . . . . .	128
9.29. Temperatureinfluss auf die Quantisierungseffekte. . . . .	129

9.30. Bestimmung der Resonanzfrequenz am HF7 . . . . .	131
9.31. Leistungsbatch von HF7 im geschlossenen Regime. . . . .	132
9.32. Leistungsbatch von HF7 im offenen Regime. . . . .	133
9.33. Top Gate-Batches mit SAW vom HF7 . . . . .	134
9.34. Kennlinie am Quantenpunkt 12121_7_#4 an der PTB. . . . .	136
9.35. $V_{SD}$ -Batch. . . . .	137
9.36. $V_{SD}$ -Batch. . . . .	138
9.37. Einfluss der einzelnen Top Gates auf $I_{SD}$ . . . . .	139
9.38. $V_{oGate}$ -Batch am Quantenpunkt 12121_7_#4. . . . .	140
9.39. Symmetrieuntersuchung beim oGate-Batch . . . . .	141
9.40. $V_{uGate}$ -Batch am Quantenpunkt 12121_7_#4. . . . .	142
9.41. Spektroskopie am Quantenpunkt 12121_7_#4 im offenen Regime . . . .	144
9.42. Spektroskopie am Quantenpunkt 12121_7_#4 im asymmetrischen Fall . .	145
9.43. Spektroskopie am Quantenpunkt 12121_7_#4 . . . . .	146
9.44. Resonanzfrequenzbestimmung am oberen IDT . . . . .	148
9.45. Leistungsbatch am oberen IDT im offenen Regime bei Resonanzfrequenz .	149
9.46. Leistungsbatch am oberen IDT im offenen Regime außerhalb Resonanzfre- quenz . . . . .	149
9.47. Probe HB_1_III . . . . .	150
9.48. Einfluss der Barrieren-Gates auf den Strom durch HB_1_III . . . . .	152
9.49. oGate-Batch am Quantenpunkt HB_1_III . . . . .	155
9.50. uGate-Batch am Quantenpunkt HB_1_III . . . . .	156
9.51. Frequenzgang des unteren IDT am Quantenpunkt HB_1_III . . . . .	157
B.1. Ausschnitt aus Übersicht der Ohmschen Kontakte . . . . .	165
B.2. l3g_1 . . . . .	167
B.3. l3g_2 . . . . .	168
B.4. l5g_1 . . . . .	169
B.5. l5g_2 . . . . .	170
B.6. l7g_1 . . . . .	171
B.7. l7g_2 . . . . .	172
B.8. l7g_3 . . . . .	173





# Tabellenverzeichnis

2.1. Ausgewählte Eigenschaften von GaAs . . . . .	7
3.1. Veränderung der elektrischen Zustandsdichte bzgl. der Dimensionalität . .	16
6.1. Abkürzungen des Suffixes im Probennamen . . . . .	48
6.2. Ausgewählte physikalische Größen für das 2DEG im Wafer 12121 . . . . .	49
9.1. Pinch Off-Verschiebung bei 1D-Wires . . . . .	104
9.2. Steigungen des Pinch Offs für verschiedene Konfigurationen an 12121_7_#3.	127
9.3. Steigungen des Pinch Offs für verschiedene Konfigurationen an 12121_7_#4.	143
9.4. Kenngrößen eines Quantenpunktes . . . . .	143
9.5. Kenngrößen eines Quantenpunktes . . . . .	145
9.6. Kenngrößen eines Quantenpunktes . . . . .	147
9.7. Fitparameter des Pinch Offs bei in-plane-Gate-Batches . . . . .	153
C.1. Tabellarische Zusammenfassung der Prozesse bei Probenherstellung . . . .	179
D.1. Archivierte Proben . . . . .	181



# 1. Einleitung

*„Würde der Fortschritt in der Automobilindustrie mit dem der Computer stand halten, so wäre der neueste BMW einen Monatslohn wert, könnte mit vielfacher Schallgeschwindigkeit fahren und würde bis zum Mond nur eine Tankfüllung verbrauchen.“*

So ähnlich lautete eine Schlagzeile aus einer Computerzeitschrift Ende der Achtziger Jahre, die mich verblüffte. Doch diese rasante Entwicklung der Rechenleistung heutiger Computer begleitet uns seit jeher tagtäglich und nur wenn wir innehalten und zurückblicken werden wir uns dieser Entwicklung bewusst. Die unglaubliche Steigerung der Rechenleistung wurde zum ersten mal von Gordon Moore im Jahr 1965 beschrieben [1] und ist seit dem als *Moore'sches Gesetz* bekannt. Sie sagt voraus, dass sich die Rechenleistung alle 18 bis 24 Monate verdoppelt. Obwohl das Gesetz im Laufe der Zeit mehrmals minimal korrigiert wurde und seit mehreren Jahren sein baldiges Ende prophezeit wird, bildet es nach wie vor die Grundlage für die Hersteller der integrierten Schaltungen für die Planung der Investitionen. Auch die vorausgesagten technischen Hürden, die das Gesetz in Wanken brachten, konnten überwunden werden. Aktuelle Aussagen nach scheint die Gültigkeit des Gesetzes für die nächsten 10 bis 15 Jahre gesichert zu sein. Danach, so Moore [2], könnte eine fundamentale Grenze erreicht werden, eine die in der Größenordnung der atomaren Abstände liegt. Doch wird dann die Entwicklung aufhören? Wohl kaum. Es wird bereits jetzt an Alternativen zur klassischen Siliziumtechnologie geforscht.

Neben neuen Halbleitern, wie z. B. den aus III-V-Hauptgruppen wie Galliumarsenid (GaAs) oder Indiumantimonid (InSb), werden auch neuartige Materialien wie Graphen oder Kohlenstoffnanoröhren auf ihren industriellen Einsatz hin untersucht. Ihre ausgezeichneten elektrischen Eigenschaften, vor allem im Bereich der Hochfrequenzanwendungen, zeichnen sie als geeignete Nachfolger für Silizium aus. Doch nicht nur neue Grundmaterialien sind von gesteigertem Interesse, auch zukunftsweisende Konzepte der Computerarchitektur werden entwickelt, darunter auch der in letzte Zeit immer stärker in den Fokus rückende Quantencomputer. Mit diesem können einige Aufgaben, wie Datenbanksuche [3] oder Faktorisierung [4], deutlich schneller ausgeführt werden als mit heutiger Rechnerarchitektur. Der fundamentale Unterschied liegt in der Arbeitsweise des Quantencomputers. Während der klassische Computer ein Bit mit dem Wert 0 oder 1 – Spannung an oder aus – als grundlegende Einheit verwendet, benutzt ein Quantencomputer die quantenmechanische Überlagerung von zwei Zuständen eines Zweiniveau-Systems, eines so genannten Quantenbits oder *Qbits*. Diese Zustände können z.B. durch den Spin oder die Energie eines Elektrons repräsentiert werden. Mittlerweile gibt es mehrere, auch bereits realisierte, Konzepte ein Qbit zu erzeugen. Als typische Vertreter seien hier Ionen in Ionenfallen, SQUIDS (*Superconducting QUantum Interference Device*) oder Halbleiter-Quantenpunkte zu nennen. Der letzte Ansatz hat den Vorteil, dass viele der erprobten und bereits seit Jahrzehnten erfolgreich eingesetzten Herstellungsverfahren aus der Halbleiterindustrie angewandt werden können. Da nach den DiVincenzo-Kriterien ein Quantencomputer aus vielen, skalierbaren Qbits bestehen muss [5], ist es wichtig, dass bereits der Grundbaustein, ein

## 1. Einleitung

einzelnes Quantenbit, zuverlässig arbeitet und kontrollierbar ist, um ihn in einen wohldefinierten Zustand versetzen zu können. Diesem Ziel widmet sich diese Arbeit. Ein künstlich hergestelltes Qbit, hier aufgebaut aus zwei gekoppelten Quantenpunkten, soll von außen gesteuert werden können. Die Vorgabe dieser Arbeit war, das Doppelquantenpunktsystem mittels einfacher, industriell gut zu implementierender Methoden herzustellen. Diese sind das nass-chemische Ätzen einer GaAs-Heterostruktur kombiniert mit präzise angebrachten metallischen Gates zur Steuerung der Eigenschaften des Systems. In solchem System erhofft man sich, die Quantenpunkte mit einzelnen Elektronen zu „laden“ bzw. „entladen“. Des Weiteren soll die Verwendung von akustischen Oberflächenwellen zur Änderung der Ladungszustände des Qbits untersucht werden. Die akustische Oberflächenwelle hat die Eigenschaft, die Bandlücke der piezoelektrischen Halbleiter zu modulieren und so wenige Elektronen mit Schallgeschwindigkeit entlang des Substrats gezielt zu transportieren. Dadurch könnte die Oberflächenwelle als ein Förderband für Elektronen dienen, mit dessen Hilfe der Quantenpunkt sehr exakt mit Elektronen beliefert wird. Ein solches Setup wäre sehr vielseitig anwendbar. Abgesehen von Quantenbits könnte es zur Grundlagenforschung von Elektrontransportphänomenen eingesetzt werden, sei es um einzelne Elektronen durch gezielt eingestellte Nanostrukturen, wie z.B. Ratschen, zu treiben oder zur Entwicklung von hoch präzisen Stromnormalen auf dem Gebiet der elektronischen Metrologie.

Die Arbeit ist zwei Abschnitte aufgeteilt. Der erste, theoretische Teil, liefert das nötige Wissen um die komplexen Zusammenhänge sowie die Diskussion der Ergebnisse zu verstehen. Hierbei wird besonderes Augenmerk auf Grundlagen der Halbleiter-Heterostrukturen mit deren Hilfe ein zweidimensionales Elektronengas erzeugt wird gelegt. Des Weiteren werden die untersuchten Nanostrukturen, wie die eindimensionalen Drähte und die nulldimensionalen Quantenpunkte, vorgestellt. Anschließend folgt die Beschreibung der akustischen Oberflächenwellen sowie deren Wechselwirkung mit dem für die Arbeit essentiellen und bereits erwähnten Elektronengas.

Im zweiten Teil wird zunächst die Probenherstellung vorgestellt sowie die experimentellen Methoden und der Versuchsaufbau. Den größten Teil macht die Beschreibung der ausgewählten Experimente sowie die Diskussion der Ergebnisse aus. Ein Anhang mit zusätzlichen Informationen zur Probenherstellung und einer Auflistung der Proben schließt die Arbeit ab.

Teil I.

Theoretische Grundlagen



## 2. Zum Aufbau der Probe

*He who loves practice without theory is like the sailor  
who boards ship without a rudder and compass  
and never knows where he may cast.*

Leonardo da Vinci

Um die Ergebnisse der in der vorliegenden Arbeit vorgestellten Experimente zu verstehen, bedarf es einiger theoretischer Konzepte. Leider können diese nicht in aller Ausführlichkeit vorgestellt werden. Die wichtigsten Erkenntnisse aus der Transporttheorie sowie der Theorie niederdimensionaler Systeme, die im folgenden Kapitel zusammengestellt wurden, erlauben dennoch einen Einblick der ausreicht um den durchgeführten Experimenten sowie der Diskussion der Ergebnisse zu folgen. Ein kurzes Kapitel zur Theorie der akustischen Oberflächenwellen schließt diesen Teil der Arbeit ab.

Im ersten Kapitel sollen die theoretischen Hintergründe zum Probenmaterial und der sich daraus ergebende Möglichkeiten der Probe erläutert werden. Angefangen bei Eigenschaften des Volumenmaterials – des Galliumarsenids – über seine Verwendung bei Herstellung von Heterostrukturen bis hin zum Konzept von einfachen Proben, die standardmäßig bei Untersuchung von Elektronentransport Verwendung finden, soll ein kurzer Einblick gewährt werden. Für das tiefergehende Verständnis werden die Grundlagen der Festkörperphysik benötigt, auf die hier leider nicht im Detail eingegangen werden kann. Eine gute Einführung und Überblick bieten [6–9].

### 2.1. Das Probenmaterial – Galliumarsenid

Die in dieser Arbeit verwendete Proben haben allesamt Galliumarsenid als Ausgangsmaterial, präziser eine AlGaAs/GaAs-Heterostruktur.

Obwohl GaAs für die meisten elektronischen Anwendungen wie z. B. Hochfrequenztechnik oder opto-elektronische Bauteile wie Laser oder Dioden besser geeignet ist, als das heutzutage in großer Menge verwendete Silizium, wird es nur begrenzt eingesetzt. Hauptnachteile von GaAs sind die aufwändige und damit teurere Herstellung sowie die Verwendung von giftigem Arsen anstatt ungiftigen Siliziums.

Galliumarsenid ist ein Halbleitermaterial, das neben mehreren Minima im Leitungsband auch eine für die elektrischen Eigenschaften wichtige direkte Bandlücke am  $\Gamma$ -Punkt von 1,424 eV besitzt. Kristallografisch gesehen weist GaAs die Zinkblende-Struktur auf und die Elementarzelle besteht aus zwei kubisch-flächenzentrierten (*fcc*) Gittern aus Gallium- bzw.

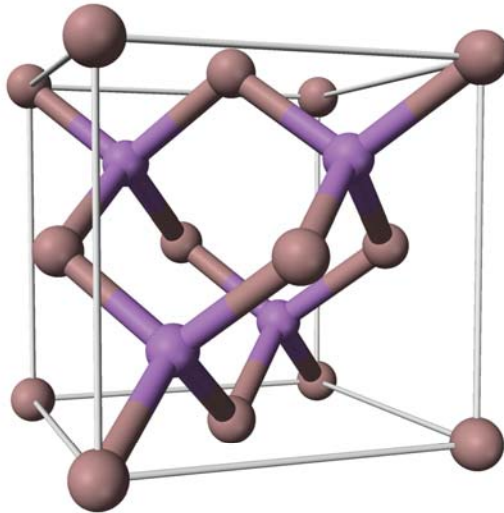


Abbildung 2.1.: Einheitszelle von Galliumarsenid. (Quelle: Wikipedia Deutschland, Abgerufen 08/2007)

Arsen-Atomen, die um  $\frac{1}{4}$  in der Raumdiagonalen gegeneinander versetzt sind. Die Elementarzelle besteht dadurch aus je vier GaAs-Molekülen. Deren Gitterkonstante beträgt  $5,653 \text{ \AA}$  [6]. Abbildung 2.1 zeigt eine Einheitszelle des Galliumarsenids, die physikalischen Eigenschaften werden in der Tabelle 2.1 zusammengefasst.

## 2.2. Heterostrukturen

Heterostrukturen, wie sie in dieser Arbeit verwendet werden, sind ein Ergebnis des so genannten *Bandgap-Engineering*. Bei diesem Prozess wird versucht, die Bandlücke eines Halbleiters an die gewünschten Anforderungen anzupassen. Dabei werden zwei Halbleiter, die eine unterschiedliche Bandlücke haben, aber deren Gitterkonstante der Einheitszelle annähernd identisch ist, zusammengefügt. Am besten lässt sich dieser Prozess anhand der hier verwendeten Heterostruktur, GaAs/AlGaAs, erklären. Nach dem Vegard-Gesetz [11] hängt die Gitterkonstante einer Legierung oder eines Mischkristalls linear vom Verhältnis der Zusammensetzung der einzelnen Komponenten ab. Dieser Zusammenhang kann in gewissen Grenzen auch auf die Bandlücke angewandt werden. Bei der hier verwendeten  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$ -Legierung wird der Aluminiumgehalt  $x$  variiert, um die Gitterkonstanten an die Struktur von GaAs anzupassen. Dabei ändert sich auch die Bandlücke, jedoch in einem weitaus größerem Maße. Das erlaubt eine möglichst kleine Verspannung des Gitters aufgrund der nicht exakt gleichen Gitterkonstanten bei relativ großem Unterschied in der Bandlücke. Solche Kontakte werden Heteroübergänge genannt.

Das Aufeinanderbringen der einzelnen Komponenten – hier AlGaAs auf GaAs – erfolgt in einer MBE-Anlage mittels Molekularstrahlepitaxie. Es soll nur kurz erwähnt werden, dass hier im Ultrahochvakuum hochreine Materialien verdampft und auf ein Substrat abgeschieden werden. Es gibt noch andere Verfahren, dabei liegt der Vorteil der MBE in der hohen Präzision, die sogar monolagige Schichten erlaubt. Für weitere Details siehe z. B. [9, 12] oder [13].



physikalische Größe	Symbol	Wert	Einheit	Anmerkung
Gitterkonstante	$a$	5,65325	Å	
Dichte	$\rho$	5,3174	g/cm <sup>3</sup>	
spezifische Wärme	$c$	0,327	J/g · K	
Wärmeleitfähigkeit	$\lambda$	1.8	W/cm · K	
Wärmeausdehnungskoeffizient	$\alpha$	$6,0 \cdot 10^{-6}$	K <sup>-1</sup>	linear
Dielektrizitätskonstante	$\epsilon$	12,85		statisch
Dielektrizitätskonstante	$\epsilon$	10,88		Hochfrequenz
Elektroaffinität	EA	4,07	eV	Quelle: [9]
Bandlücke	$E_g$	1,423	eV	direkt, $\Gamma(000)$
effektive Elektronenmasse	$m_e$	0,063	$m_0$	$m_0 = 9,109 \cdot 10^{-31}$ kg
effektive Löchermasse	$m_{hh}$	0,50	$m_0$	
effektive Löchermasse	$m_{lh}$	0,076	$m_0$	
effektive Elektronenmasse	$m_e$	0,067	$m_0$	bei T → 0 K
effektive Löchermasse	$m_{hh}$	0,51	$m_0$	bei T → 0 K
effektive Löchermasse	$m_{lh}$	0,082	$m_0$	bei T → 0 K
intrinsische Ladungsträgerdichte	$n_i$	$2,25 \cdot 10^6$	cm <sup>-3</sup>	
intrinsische Leitfähigkeit	$\sigma$	$3,0 \cdot 10^{-9}$	$\Omega^{-1} \cdot m^{-1}$	
Zustandsdichte im Valenzband	$D(E)$	$9,51 \cdot 10^{18}$	cm <sup>-3</sup>	
Zustandsdichte im Leitungsband	$D(E)$	$4,21 \cdot 10^{17}$	cm <sup>-3</sup>	
Geschwindigkeit der Leitungselektronen	$v_{e,rms}$	$4,4 \cdot 10^7$	cm/s	rms
Geschwindigkeit der Valenzlöcher	$v_{h,rms}$	$3,4 \cdot 10^7$	cm/s	rms
Beweglichkeit der Leitungselektronen	$\mu_n$	8000	cm <sup>2</sup> /V · s	
Beweglichkeit der Valenzlöcher	$\mu_p$	320	cm <sup>2</sup> /V · s	

Tabelle 2.1.: Ausgewählte Eigenschaften von Galliumarsenid. Wenn nicht anders vermerkt, gelten die Werte für undotiertes Volumenmaterial bei Raumtemperatur. Da GaAs nicht isotrop ist, ändern sich die Werte in Abhängigkeit von der Richtung der Kristallachsen zum Teil erheblich. Eine tensorielle Angabe wäre richtiger, jedoch werden die meisten Angaben in dieser Arbeit nicht verwendet und so sollen die angegebenen Werte nur die Größenordnung darstellen. Auch die Abhängigkeit von Temperatur, Dotierungsgrad und Druck wird hier vernachlässigt. Quelle: [10]

Die Abschätzung der Lage der Bänder zueinander lässt sich mit Hilfe von einigen Modellen durchführen, z. B. die Potentialabgleichtheorie von W. Fresney und H. Kroemer [14] oder die Elektronenaffinitätstheorie von R. Anderson [15]. Als Beispiel kann man einen Kontakt zwischen Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As-GaAs betrachten, der in Abbildung 2.2 gezeigt wird. Die Elektronegativität  $EA$  von GaAs beträgt 4,07 eV und die von Al<sub>0,3</sub>Ga<sub>0,7</sub>As 3,74 eV. Aus der Abbildung kann man ablesen, dass  $\Delta E_c \equiv E_c^B - E_c^A = EA^A - EA^B$  und es entsteht eine Stufe in der Bandlücke (nach [9]).

Wie erwähnt erlaubt eine MBE-Anlage sogar einkristalline Monolagen herzustellen, was die Herstellung von mehrlagigen Strukturen möglich macht und deren Dicke und Zusammensetzung fast frei variiert werden können. Ziel ist es, einen für die spezielle Anwendung gewünschten Verlauf der Bänder in der Wachstumsrichtung zu erreichen. Abbildung 2.3 stellt einige Beispiele für Bandgap-Engineering dar. Es kann dabei eine große Vielzahl an Bandübergängen erzeugt werden: Potenzialstufen und -töpfe, Barrieren – einzelne oder mehrfache für resonantes Tunneln – oder das für diese Arbeit essentielle zweidimensionale Elektronengas ( $2DEG$ ). Für weitere Informationen sei hier wieder auf [9] verwiesen.

## 2. Zum Aufbau der Probe

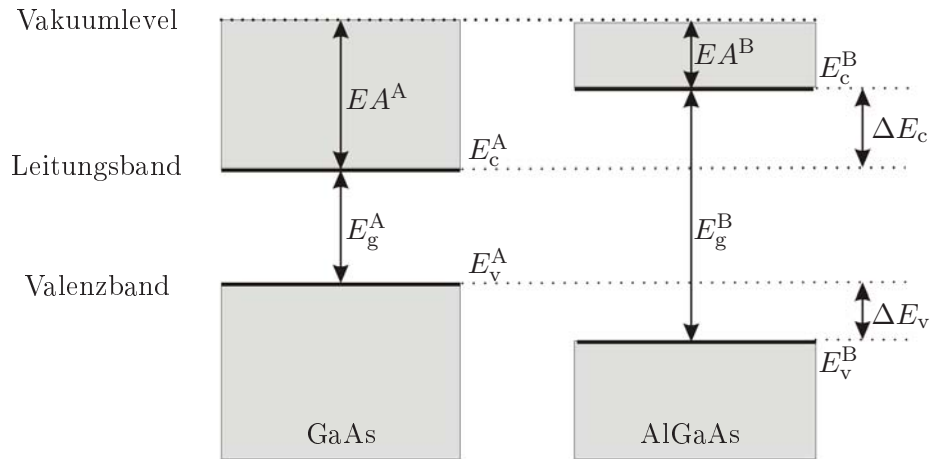


Abbildung 2.2.: Eine typische Heterostruktur, hier  $\text{Al}_{0,3}\text{Ga}_{0,7}\text{As}$ -GaAs als Material A bzw. Material B. Nach [9].

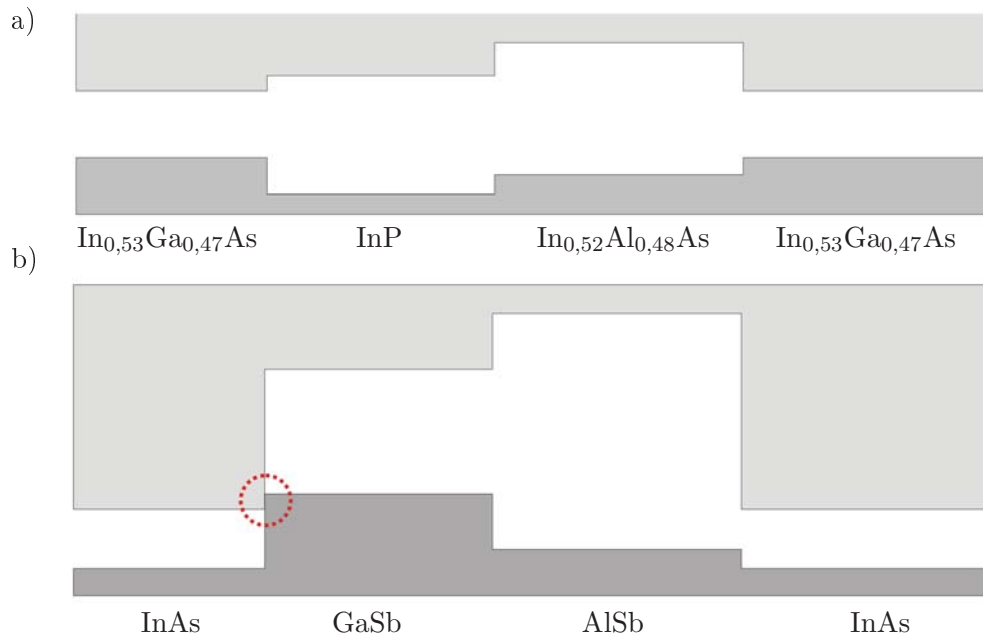


Abbildung 2.3.: Beispiele für Heterostrukturen. a) Die Struktur wirkt wie ein Potentialtopf. Beim zweiten Übergang ( $\text{InP}$ - $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ ) werden die Elektronen auf InP-Seite bevorzugt, auf der  $\text{In}_{0,52}\text{Al}_{0,48}\text{As}$ -Seite die Löcher und Potentialbarrieren für die jeweiligen Ladungsträger entstehen. b) zwischen InAs und GaSb überlappen die Bänder (rot markiert) was eine Diffusion der Ladungsträger zur Folge hat bis sich ein elektrisches Feld aufbaut, ähnlich einem  $p$ - $n$ -Kontakt. Nach [9].

## 2.3. Zweidimensionales Elektronengas (2DEG)

Eine weitere Möglichkeit, die Bandstruktur zu beeinflussen ist es, das Material in der unmittelbaren Nähe des Heteroübergangs mit Donatoren/Akzeptoren zu dotieren. Die Abbildung 2.4 stellt einen solchen Prozess mit n-Dotierung dar. Die Elektronen der Donatoren diffundieren über die Bandkante auf die nicht dotierte Seite des Kontaktes, um energetisch günstigere Positionen im Leitungsband zu besetzen. Die positiv geladenen Atome der Donatoren verbleiben im Kristallgefüge an ihren Positionen und verbiegen die Leitungsbandkante nach oben. Analog verbiegen die diffundierten Elektronen die Kante dank ihrer negativen Ladung nach unten. Durch die nun hohe Barriere können die Elektronen nicht mehr zu den positiven Atomen zurück, und ein Gleichgewicht wie in (b) stellt sich ein.

Auf der Seite des intrinsischen GaAs entsteht im Leitungsband ein annähernd dreieckiges Potentialtopf, der nun von Elektronen besetzt werden kann. Die Breite eines solchen Topfes beträgt im Allgemeinen nur wenige nm, was eine Quantisierung der Energiezustände in  $z$ -Richtung im Potentialtopf bewirkt. Nach den Grundlagen der Quantenmechanik stellt sich die Quantisierung ein wenn gilt  $E_F = (2\pi^2\hbar^2)/(L_z^2 m_e)$  bei  $L_z = (2\pi)/n$ , mit der Breite des Potentialtopfes  $L_z$  in  $z$ -Richtung, der effektiven Elektronenmasse  $m_e$  und für das  $n$ -te Energieniveau [16]. Die Energieniveaus

$$\epsilon_{\vec{k},n} = \frac{\hbar^2}{2m^*} k^2 + \epsilon_n \quad (2.1)$$

mit  $\vec{k} \equiv (k_x, k_y)$  und  $\epsilon_n$  für das  $n$ -te quantisierte Energieniveau können bis zur Fermienergie besetzt werden. Die exakte Lösung ohne der vereinfachenden Annahme des Dreieckspotentials ist ein sehr kompliziertes Problem aus dem Bereich der Vielteilchentheorie, das zudem keine analytische Lösung besitzt. Ein anderer Weg ist das in [12] gezeigte Fang-Howard-Problem, dessen Lösungsansatz auf Variationsrechnung beruht. Für weitere Betrachtung wird jedoch, der Einfachheit wegen, die Lösung mit Hilfe des Dreieckspotentials gewählt und als ausreichend betrachtet.

Heterostrukturen, wie sie hier beschrieben wurden, werden sehr häufig für die Untersuchung von Elektronentransportphänomenen verwendet, da sie unter anderem zwei große Vorteile besitzen:

1. Die Elektronen werden räumlich von den Donatoren getrennt, was die Streuung der Elektronen an den Rümpfen der Donator-Ionen unterdrückt und so die Beweglichkeit der Elektronen steigert. Dadurch wird die Beweglichkeit der Elektronen im 2DEG nur durch Phononenstreuung negativ beeinflusst, die bei niedriger Temperatur jedoch sehr gering ist und so sehr hohe Beweglichkeiten erreicht werden [6]. Um die Trennung noch zu verstärken, kann man eine zusätzliche Trennschicht (*spacer layer*) zwischen die n-AlGaAs-GaAs-Schicht einbringen, was jedoch den Nachteil mit sich bringt, dass die Elektronendichte im Potentialtopf verringert wird, da auch die Strecke, die die Elektronen durchdiffundieren müssen, steigt.
2. Die Ausbildung des zweidimensionalen Elektronengases, das in einer Richtung  $z$  eingeschlossen ist, in den übrigen beiden Richtungen  $(x,y)$  jedoch ähnlich dem freien Elektronengas frei beweglich ist.

## 2. Zum Aufbau der Probe

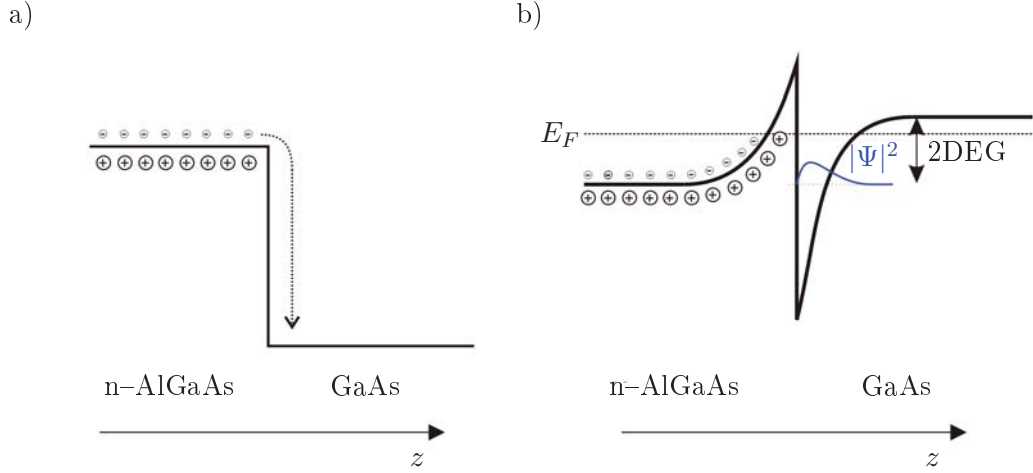


Abbildung 2.4.: Leitungsband eines Heterostrukturübergangs zwischen n-dotiertem AlGaAs und intrinsischem GaAs in Wachstumsrichtung  $z$ . a) Hier setzt die Relaxation der Elektronen in eine energetisch günstigere Position ein (nach rechts). b) Als Resultat wird, analog zu einem p-n-Übergang, die Bandkante durch die übrig gebliebenen Donatoren verbogen. Auf der intrinsischen-GaAs Seite entsteht ein Potentialtopf, in dem die diffundierten Elektronen „gefangen“ gehalten werden. In der Abbildung ist ein Energieniveau mit seiner Aufenthaltswahrscheinlichkeit angedeutet. Nach [9].

Ein Vergleich zwischen drei unterschiedlich hergestellten zweidimensionalen Gasen mit Hilfe von Heterostrukturen (GaAs/InGaAs/AlGaAs,  $\delta$ -dotierte AlGaAs/GaAs und AlGaAs/InGaAs/GaAs) kann exemplarisch [17] entnommen werden.

### 2.3.1. Elektrostatik des zweidimensionalen Elektronengases

Die vorliegende Arbeit hat als Ziel, das Verhalten der Elektronen im zweidimensionalen Elektronengas zu untersuchen. Deswegen sollen hier noch kurz die elektrostatischen Zusammenhänge zwischen den Elektronen im 2DEG und der Umgebung beleuchtet werden. Eine anwendungsorientierte Betrachtung, sich daraus ergebenden niederdimensionalen Strukturen wird im nachfolgenden Kapitel vorgestellt. Die Zusammenfassung wurde [12] entnommen.

- Jellium-Modell

Die positiven Donatorenrümpfe werden in der Dotierungsebene, die vom 2DEG um  $s$  separiert ist, als zufällig verteilt angesehen. Als Verteilungsfunktion nimmt man eine Superposition einer mittleren Verteilung  $N_d\delta(z+s)$  und einem Fluktuationsterm  $C(\mathbf{r})\delta(z+s)$  an, wobei nur der Fluktuationsterm eine Ortsabhängigkeit in der Dotierungsebene aufweist. Er ist im Mittelwert Null und kann deswegen im Jellium-Modell zunächst vernachlässigt werden, weiter unten wird er jedoch noch eine Anwendung finden. Das elektrische Potential ergibt sich mit den Annahmen des Modells zu

$$\phi(-s-d) = \frac{|e|n_s}{\epsilon\epsilon_0}s + \frac{|e|(n_s-N_d)}{\epsilon\epsilon_0}d$$

mit der Tiefe der Dotierungsebene  $d$  von der Oberfläche aus gemessen und der Permittivität  $\epsilon$ .

- Metallisches Gate auf der Oberfläche

Eine häufig angewandte Methode das zweidimensionale Gas zu beeinflussen ist es ein metallisches Gate auf die Oberfläche der Probe aufzubringen und dieses unter elektrischer Spannung zu setzen, siehe Kapitel 4. Ähnlich wie die positiv geladenen Rümpfe der Donatoren üben die Elektronen im Gate eine Kraft auf die Elektronen im 2DEG aus. An der Oberfläche ist das elektrochemische Potential durch den Übergang zwischen GaAs und Metall bestimmt durch  $\mu_G = E_C(-s - d) - \Phi_b$  mit dem elektrischen Feld  $E_C$  das aus dem elektrischen Potential  $\phi(-s - d)$  hergeleitet werden kann und dem am Übergang eingepprägten Potential  $\Phi_b$ . Das elektrochemische Potential im 2DEG entspricht  $\mu_{2\text{DEG}} = E_0(n_s) + E_F(n_s)$  also der Summe aus der Energieniveaus des 2DEGs und der Fermienergie. Zusammen ergibt sich für die Spannung  $U_G$  am Gate:

$$-|e|U_G = \mu_G - \mu_{2\text{DEG}} = \frac{e^2 n_s}{\epsilon \epsilon_0} s + \frac{e^2 (n_s - N_d)}{\epsilon \epsilon_0} d - \Phi_b - E_0(n_s) - E_F(n_s)$$

- Kapazität zwischen 2DEG und einem metallischen Top Gate

Das auf der Oberfläche liegende metallische Gate und die Ebene des zweidimensionalen Elektronengases bilden eine kondensatorähnliche Struktur, deren Kapazität analog zu der eines Plattenkondensators berechnet werden kann. Die Kapazität spielt große Rolle bei Charakterisierung von Nanostrukturen, wie z.B. Quantenpunkte, und wird später genauer erläutert, siehe Kapitel 3.

- Potentialschwankungen im 2DEG

Der bis jetzt vernachlässigte Fluktuationsterm  $C(\mathbf{r})\delta(z + s)$  der Donatoren beim Jellium-Modell kann benutzt werden, um die Fluktuationen der Potentiallandschaft im zweidimensionalen Elektronengas zu berechnen. Daraus ergeben sich lokale Änderungen in der Elektronendichte, sog. induzierte Elektronendichte  $n_{\text{ind}}(\mathbf{r}, z)$  des Gases, die wiederum eine Polarisierung des 2DEGs hervorruft. Die Herleitung wird in [12] zusammengefasst.

- Abschirmung (linear)

Wirkt auf die Elektronen im 2DEG ein externes Potential, z.B. von einem in der Nähe des 2DEGs liegendem Gate, an das eine Spannung angelegt wurde, so wird die induzierte Elektronendichte erhöht. Das Gesamtpotential, das jetzt auf die Elektronen wirkt, kann mit Hilfe der *random phase approximation (RPA)* berechnet werden, was jedoch für das Verständnis der Arbeit nicht notwendig ist. Als Ergebnis ist jedoch wichtig festzuhalten, dass die Elektronen des zweidimensionalen Gases externe Potentiale abschirmen, was vor allem für die spätere Anwendung von akustischen Oberflächenwellen eine Rolle spielen wird.

- Abschirmung (nicht linear)

Die lineare Abschirmung gilt jedoch nur im Fall, wenn die Wellenlänge der Fluktuationen größer ist als  $\sqrt{N_d}/n$ . Fluktuationen mit geringerer Ausdehnung werden nur schlecht abgeschirmt [12]. Das in [18] für diesen Fall entwickelte Modell für nicht-lineare Abschirmung sagt voraus, dass die abnehmende Elektronendichte  $n_s$  einen starken Einfluss auf die Abschirmung besitzt, was für diese Arbeit das wichtigste Ergebnis der nicht-linearen Abschirmung darstellt. Danach wird eine extern an einem Gate angelegte negative Spannung die Elektronendichte im 2DEG reduzieren

## 2. Zum Aufbau der Probe

(verarmen). Dadurch steigen zunehmend Potentialberge, die z. B. durch Potentialschwankungen gebildet wurden, oberhalb der Fermienergie an. Solche Potentialinseln behindern die freie Bewegung der Elektronen. Mit steigender Gate-Spannung wird das zweidimensionale Elektronengas in getrennte Bereiche aufgeteilt, was für GaAs/AlGaAs-Systeme theoretisch u. a. in [19] berechnet wurde. Diese Erkenntnis wird bei der Betrachtung von Nanostrukturen im Kapitel 4 eine große Rolle spielen. Eine kritische Elektronendichte, bei der ein Transport durch das 2DEG noch möglich ist, wurde berechnet zu

$$n_c = \beta \frac{\sqrt{N_d}}{|z+s|}$$

Dabei ist  $\beta$  ein numerischer Parameter und beträgt 0,11. Eine exakte Betrachtung der Transporteigenschaften ist jedoch nur mit der genauen Kenntnis der Potentiallandschaft im zweidimensionalen Elektronengas möglich.

Die durch den Spin der Elektronen hervorgerufen Effekte werden weitgehend vernachlässigt. Der Ladungstransport, im Speziellen der der Elektronen, wird eingehend im Kapitel 3.1 behandelt.

### 2.4. Ohmsche Kontakte

Ein weiteres Verfahren zur Modifizierung der Bandlücke, das in der vorliegenden Arbeit angewandt wird, ist gezieltes Dotieren mit dem Ziel das zweidimensionale Elektronengas mit den Außenkontakten der Probe zu verbinden. Dabei ist es wichtig, dass dieser Übergang eine möglichst lineare (ohmsche)  $I(V)$ -Charakteristik aufweist, um den Stromtransport durch die Probe nicht zu verfälschen. Zudem soll der Widerstand des Übergangs deutlich kleiner sein als der des zu untersuchenden Bauteils. Ein metallischer Kontakt auf der Oberfläche führt zu einem Schottky-Kontakt, der keine dieser Anforderungen erfüllt. Stattdessen wird versucht, die dabei am Metall-Halbleiter-Kontakt entstandene Barriere durch gezieltes Dotieren schmaler zu machen, um ein Tunneln zu ermöglichen. Der dabei entstandener Übergang wird als Ohmscher Kontakt bezeichnet und ist in Abbildung 2.5 schematisch dargestellt.

Ein Teil des nah am Metall-Halbleiter-Übergang liegenden GaAs wird stark positiv dotiert. Dabei entsteht eine Verarmungszone und die Elektronen aus  $n^+$ -GaAs-Schicht reichern sich in dieser an und verbiegen das Leitungsband, indem sie die Barriere sehr schmal machen. Da die Tunnelwahrscheinlichkeit der Elektronen durch die Barriere exponentiell mit der Barrierenbreite abnimmt gilt in Näherung für sehr schmale Barrieren ein linearer Zusammenhang und der Widerstand nimmt stark ab [21, 22].

Die größte Schwierigkeit besteht darin, die optimale Menge des Donators, z. B. Ge, in die optimale Tiefe des Halbleiters zu bringen, was für jede Heterostruktur, die sich in Zusammensetzung, der Abfolge und Tiefe der Schichten und vielen anderen Parametern unterscheidet, eigens ermittelt werden muss. Von der technischen Seite her kann die Dotierung entweder schon bei der Herstellung der Heterostruktur erfolgen, sie kann aber auch nachträglich durchgeführt werden wie z. B. durch Ionenimplantation oder Diffusionsprozesse [22–24]. Aufgrund der geringen Kosten wird in dieser Arbeit das Letztgenannte angewandt und hier erläutert.

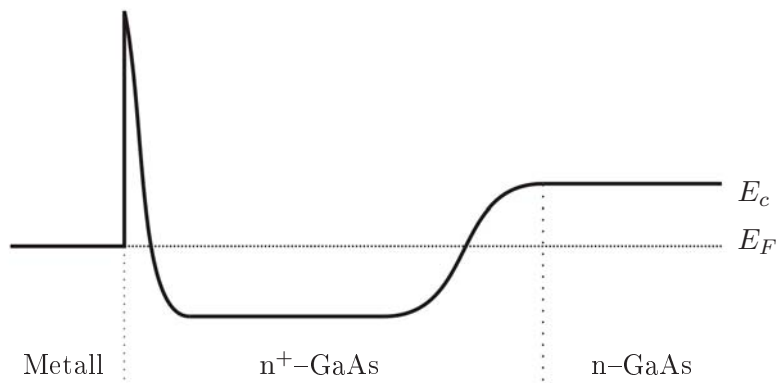


Abbildung 2.5.: Leitungsband eines Ohmschen Kontaktes: zwischen die Metallseite und die GaAs-Seite eines Schottky-Kontaktes wurde eine Schicht hoch n-dotierten GaAs eingebracht. Nach [20].

Der Donator wird auf die Oberfläche der Heterostrukturprobe thermisch aufgedampft und das Material beginnt in den Halbleiter zu diffundieren. Was die mikroskopischen Vorgänge während des Eindiffundierens betrifft, gibt es bis heute kein einheitliches Modell. Durch hohe Temperatur, z. B. in einem Einlegierungs-ofen, wird der Diffusionsprozess beschleunigt – die hier wichtigen Parametern sind die Einlegierungszeit und -temperatur. In dieser Arbeit wird eine eutektische Legierung aus Au/Ge/Ni aufgedampft. Ge dient als Donator, Ni senkt die Schmelztemperatur und begünstigt den Diffusionsprozess. Gold als ausgezeichneter elektrischer Leiter sorgt für gute Kontaktierung. Die meisten Theorien gehen davon aus, dass während des Eindiffundierens im Halbleiter Gallium durch Germanium ersetzt wird. Im Allgemeinen ist der ganze Prozess sehr komplex und verläuft unter Ausbildung von Zwischenverbindungen aus Ga/Ni/As/Au/Ge. Der hier durchgeführte Prozess ist an ein „Rezept“ aus [22] angelehnt und wurde im Rahmen einer Bachelorarbeit optimiert, siehe Kapitel 6.6. Weitere theoretische Details können [20, 22] entnommen werden.

## 2. Zum Aufbau der Probe



### 3. Niederdimensionale Systeme

*Mr. McGuire: I just want to say one word to you. Just one word.*

*Benjamin: Yes, sir.*

*Mr. McGuire: Are you listening?*

*Benjamin: Yes, I am.*

*Mr. McGuire: NANO.*

freely adapted from „The Graduate“, by Mike Nichols

Im Kapitel 2.3 wurde die für die Ausbildung des zweidimensionalen Elektronengases nötige Quantisierung der Energiezustände der Elektronen vorgestellt. Der Übergang zu quantisierten Zuständen ist ein fließender und hängt von der Einschränkung der Bewegung der Elektronen in eine (oder mehrere) Raumrichtungen, ähnlich dem Konzept eines Potenzialkastens, ab. Die Ausdehnung des Kastens – oder die Länge der Bewegungseinschränkung – gibt den Abstand der Energieniveaus an und skaliert mit  $\sim \frac{1}{L_i^2}$  wobei  $L_i$  eben diese Einschränkungslänge in  $i$ -te Raumrichtung ist. Somit gilt: je kürzer die Länge desto weiter auseinander liegen die Energieniveaus. Daran kann man erkennen, dass für die Quantisierung, wie oben angemerkt, keine feste Grenze angegeben werden kann. Diese hängt auch von den Umständen ab wie der Messpräzision oder der Energie der Elektronen. Für Systeme mit kleiner Elektronendichte und bei tiefen Temperaturen wird jedoch oft die Fermiwellenlänge  $\lambda_F = \sqrt{2\pi/n_e}$  als Orientierungsgröße für den Übergang zur quantisierten Systemen angegeben. Hierbei ist  $n_e$  die Elektronendichte. Die typische Fermiwellenlänge für AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen liegt in der Größenordnung von  $\lambda_F \lesssim 1 \mu\text{m}$ .

Ähnlich wie beim zweidimensionalen Elektronengas in der Wachstumsrichtung  $z$  der Heterostruktur, kann die laterale Bewegung der Elektronen in den übrigen Richtungen  $x$  und  $y$  unterhalb der Fermiwellenlänge eingeschränkt werden. Angefangen bei drei Dimensionen (bulk), über zwei und eine Dimension (das zweidimensionale Elektronengas, eindimensionale Kanäle oder Nanodrähte) bis hin zu null-dimensionalen Systemen (Quantenpunkte), kann die Einschränkung sukzessive erfolgen. Dabei kann grundsätzlich auf zwei Arten vorgegangen werden: Ein *Top-Down*-Ansatz reduziert die verfügbaren Freiheitsgrade des Elektrons indem durch mechanische, chemische oder elektrische Prozesse die Bewegung der Elektronen behindert wird. Eine *Bottom-Up*-Vorgehensweise hingegen schafft zusätzliche Freiheitsgrade, z.B. unter Ausnutzung von Selbstorganisationsprozessen auf molekularer und atomarer Ebene. In dieser Arbeit erstellte Nanostrukturen erfolgten ausschließlich nach dem Top-Down-Prinzip durch lithografische Techniken. Das Grundmaterial besteht aus einer bereits zur Verfügung gestellten Heterostruktur mit einer 2DEG-Ebene, siehe Kapitel 6.

### 3. Niederdimensionale Systeme

Dimension	Struktur	Zustandsdichte $\rho(E)$
3D	makroskopisch	$\frac{1}{2\pi^2} \left( \frac{2m_e}{\hbar^2} \right)^{3/2} \sqrt{E}$
2D	Quantenfilm	$\frac{1}{\pi L_z} \left( \frac{m_e}{\hbar^2} \right) \sum_{i=0}^n S(E - E_i)$
1D	Nanodraht	$\frac{1}{\pi L_y L_z} \left( \frac{m_e}{\pi^2 \hbar^2} \right)^{1/2} \sum_{i=0}^n (E - E_i)^{-1/2}$
0D	Quantenpunkt	$\frac{1}{L_x L_y L_z} \sum_{i=0}^n \delta(E - E_i)$

Tabelle 3.1.: Veränderung der Zustandsdichte  $\rho(E)$  mit zunehmender Einschränkung der Dimensionen.  $\hbar$  ist die Dirac'sche Konstante ( $\equiv h/2\pi$ ) mit dem Planck'schen Wirkungsquantum  $h$ .  $L_i$  sind die Ausdehnungen der Struktur mit  $i = x, y, z$ ,  $m_e$  ist die effektive Elektronenmasse und  $E, E_i$  sind die Energien. Nach: [16, 25, 26]

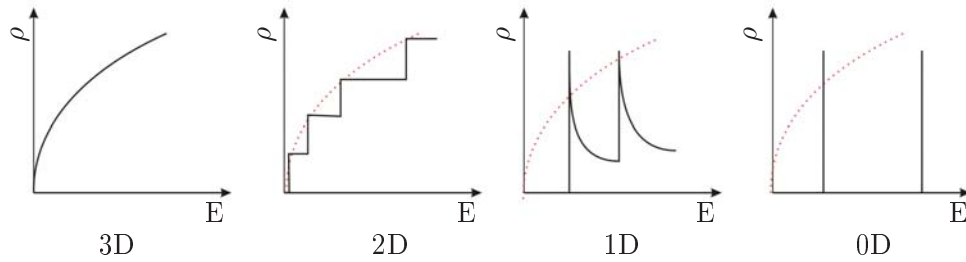


Abbildung 3.1.: Zustandsdichte  $\rho(E)$  in Abhängigkeit der Dimensionalität. Man kann die für den Stromtransport wichtigen Subbänder bei 1D-Strukturen oder die scharfen Peaks für Quantenpunkte erkennen.

Neben der Quantisierung der Energiezustände der Elektronen gibt es noch eine weitere Eigenschaft, die wichtig ist und die sich mit der Anzahl der eingeschränkten Dimensionen verändert: die Zustandsdichte  $\rho(E)$ . Diese Systemeigenschaft gibt an, wie viele Zustände innerhalb eines Energieintervalls existieren und bestimmt im sehr großen Maße das Verhalten des Systems, sei es im Hinblick auf die elektronischen, optischen oder thermischen Eigenschaften wie auch auf die Optimierung für gewünschte Anwendungen. Die Abbildung 3.1 und die Tabelle 3.1 zeigen die Veränderung der Zustandsdichte  $\rho(E)$  mit der Dimensionsreduzierung.

Die Eigenschaften der in dieser Arbeit untersuchten Strukturen wie Quantenpunkte (0D) und eindimensionale Kanäle (1D) werden später genauer beschrieben. Zunächst soll jedoch der Transport von Elektronen im zweidimensionalen Elektronengas erläutert werden.

### 3.1. Ladungstransport im zweidimensionalen Elektronengas

Im Drude-Modell [27, 28] wird der Elektronentransport in Metallen als eine beschleunigte Bewegung der Elektronen unter elektrostatischer Kraft betrachtet. Dabei entstehende Stöße der Elektronen untereinander, mit Quasiteilchen wie z.B. Phononen oder mit Defekten des Kristalls bewirken den elektrischen Widerstand. Demnach stellt sich im Leiter sehr schnell ein Gleichgewicht zwischen der Beschleunigung des Feldes und dem Abbremsen der Elektronen durch die Stoßereignisse ein. Für diese Ereignisse kann eine mittlere Stoßzeit  $\tau$  angegeben werden. Ausgehend von der Bewegungsgleichung ergibt sich die Beziehung:

$$j = -env_D = \frac{e^2 \tau n}{m_e} E \quad (3.1)$$

die dem Ohmschen Gesetz  $j = \sigma E$  entspricht. Dabei ist  $j$  die Stromdichte,  $n$  die Ladungsträgerdichte,  $v_D$  die Driftgeschwindigkeit der Ladungen und  $E$  das beschleunigende elektrische Feld. Mit  $\sigma = e^2 \tau n / m_e$  wird die Drude-Leitfähigkeit definiert. Das Drude-Modell kann auch aufgrund der Analogie auf das zweidimensionale Elektronengas angewandt werden, was es für die Betrachtung des Elektronentransports durch die in dieser Arbeit verwendete Nanostrukturen wertvoll macht. Trotz der großen Anzahl an physikalischen Phänomenen die mit diesem Modell erklärt werden können, ist es eine rein klassische Theorie. Um die in dem Bereich der Nanostrukturen auftretende Quanteneffekte sowie die Quantennatur der Elektronen in die Betrachtung einzubeziehen, muss das Modell ergänzt werden. Die quantenmechanischen Erweiterungen lieferten Sommerfeld und Bethe [29] mit dem Drude-Sommerfeld-Modell.

Mit Hilfe der Boltzmann-Gleichung [12] lässt sich eine für die weitere Betrachtung wichtige Größe herleiten, die mittlere freie Weglänge  $l_e$ , die als der mittlere Weg des Elektrons zwischen zwei Streuereignissen definiert wird:

$$l_e = \nu_F \tau_F \quad (3.2)$$

$\nu_F$  ist die Geschwindigkeit der Elektronen bei tiefen Temperaturen mit deren Fermi-Energie,  $\tau_F$  die dazugehörige Stoßzeit. Für Elektronen im 2DEG ergibt sich so die Drude-Leitfähigkeit

$$\sigma = \frac{e^2}{h} k_F l_e \quad (3.3)$$

mit der Fermi-Wellenzahl  $k_F$  und dem Leitwertquant  $e^2/h$ , das für den Transport in eindimensionalen Strukturen eine wichtige Rolle spielen wird.

#### 3.1.1. Streuprozesse im zweidimensionalen Elektronengas

Im Nachfolgenden sollen die in Frage kommende Streuprozesse kurz vorgestellt und ihre Relevanz abgeschätzt werden (nach [12]). Die möglichen Streupartner sind:

1. optische Phononen: vorwiegend bei hohen Temperaturen
2. akustische Phononen: Deformationspotentiale des Kristalls
3. piezoelektrische Streuung an Deformationsstellen
4. ionisierte Fremdatome des Kristalls

### 3. Niederdimensionale Systeme

5. ionisierte Donatoren
6. neutrale Störstellen und/oder Defekte im Kristall
7. Oberflächendefekte/-rauheit
8. Grenzflächen in Heterostrukturen

Bei tiefen Temperaturen, wie sie in dieser Arbeit eingesetzt werden, spielen die Phononen keine Rolle mehr. Daher ist unterhalb von 10 K der Streuprozess an ionisierten Fremdatomen der dominierende. Zudem kann die piezoelektrische Streuung noch durch die verwendete akustische Oberflächenwelle verstärkt werden, da diese sehr hohe elektrische Felder im Kristall erzeugt.

#### 3.1.2. Längenskalen beim Elektronentransport im 2DEG

Aus der diffusiven Betrachtung des Elektronentransportes ergeben sich einige Größen die es erlauben die Art des Transportes abzuschätzen<sup>1</sup>. Das sind im Einzelnen:

- mittlere freie Weglänge  $l_e$ , beschrieben auf Seite 17.
- Phasen-Dekohärenz-Länge  $l_\phi$  ist die Länge auf der ein Wellenpaket, in diesem Fall also ein Elektron, durch die Wechselwirkung mit der Umgebung (Streuung) seinen Quantenzustand verliert. Sie ist u. a. umgekehrt proportional zur Temperatur  $l_\phi(T) \propto T^{-1}$ .
- Phasen-Dekohärenz-Rate  $1/\tau_\phi$  ist ebenfalls temperaturabhängig.
- Fermi-Wellenlänge ist die aus der De-Broglie-Wellenlänge für die Fermienergie berechnete Wellenlänge  $\lambda_F = h/\sqrt{2m_e E}$  mit der relativen Masse  $m_e$
- Lokalisierungslänge  $\xi$  ist ein Maß für den Einfluss von Potentialfluktuationen im 2DEG auf die Elektronen. Starke Fluktuationen bewirken eine kleine Lokalisierungslänge, die im Extremfall die Größe von  $\lambda_F$  annehmen kann, was die Elektronen um das Streuzentrum „lokalisiert“. Nach der *Ioffe-Regel* wird der Fall  $k_F l_e \gg 1$  als schwache Lokalisierung und  $k_F l_e < 1$  als starke Lokalisierung bezeichnet [12, 30–32]

Diese Größen wurden für den in dieser Arbeit verwendeten Wafer 12121 für die Temperatur von 4,2 K in Dunkelheit berechnet und in der Tabelle 6.2 zusammengefasst.

Nachdem die wichtigsten charakteristischen Längen eingeführt wurden, soll nun auf deren Basis sowie der Länge  $L$  und der Breite  $W$  des untersuchten Systems eine Abschätzung über den vorherrschenden Mechanismus des Elektronentransportes durch die Struktur getroffen werden. Folgende Fälle sind relevant [12]:

1.  $L, \xi \gg l_\phi \gg l_e > \lambda_F$  – Schwache Lokalisierung

Die Bewegung des Elektrons ist quantenmechanisch diffusiv, d. h. in einem periodischen Potential bewegt sich das Elektron hauptsächlich über Tunnelprozesse durch die Potentialbarrieren. Für Details siehe [33–37]. Auch für  $\lambda_F \approx l_e$  ist die Bewegung strikt quantenmechanisch diffusiv.

---

<sup>1</sup>explizite Betrachtung bei tiefen Temperaturen, s. [12]

Für  $l_{\phi, e} \gg \lambda_F$  ist die Bewegung semiklassisch, bei der sich die Elektronen auf klassischen Bahnen bewegen aber immer noch kohärent sind und daher die Fähigkeit haben zu interferieren.

2.  $L, \xi \gg l_e \geq l_{\phi} \gg \lambda_F$  – Klassisch diffusiver Transport  
Dieser Fall wird vom Drude-Modell ausreichend beschrieben und kommt vor bei höheren Temperaturen und/oder extrem reinem 2DEG.
3.  $\xi \approx l_e \approx \lambda_F$  – Starke Lokalisierung  
Drude-Modell findet hier keine Anwendung, der Transport findet statt über Sprünge des Elektrons zwischen den Lokalisierungsplätzen. Zusätzlich ist für  $l_{\phi} > \xi, l_e, \lambda_F$  die Kohärenz erhalten.

Des Weiteren spielt die Ausdehnung der betrachteten Struktur, die das zweidimensionale Gas einschließt, eine Rolle. Sind  $L$  oder  $W$  (oder beide) mit den charakteristischen Längen des 2DEGs vergleichbar, nennt man solche Systeme mesoskopisch. Es ergibt sich folgende Fallunterscheidung:

4.  $L \gg l_e, W > l_e$  – Mesoskopisches diffusives System  
Der Transport wird vollständig durch das Drude-Modell beschrieben, Elektronen werden im System mehrfach gestreut.
5.  $L < l_e, W \ll L < l_e$  – Mesoskopisches ballistisches System  
Die Streuung an den Rändern des Systems dominiert den Transport, das System ist quantenmechanisch zu betrachten
6.  $W \approx l_e, L < l_e$  – quasi-ballistisches System  
Die Elektronen bewegen sich auf klassischen Bahnen, ähnlich einer Billardkugel, und werden nur selten gestreut.

Weitere Details siehe z. B. auch [12, 26, 38–41].

### 3. *Niederdimensionale Systeme*

## 4. Ladungstransport durch Nanostrukturen

*„Curiouser and curiouser!“ cried Alice.*  
from *Alice in Wonderland*, Lewis Carroll

Ausgehend von eindimensionalen Strukturen wie Quantenpunktkontakten und eindimensionalen Drähten über Quantenpunkte folgt jetzt ein Überblick über das theoretische Verhalten des Stroms durch Nanostrukturen. Eine kurze Vorstellung von Ratschenstrukturen schließt das Kapitel ab.

### 4.1. Quantenpunktkontakte und Nanodrähte

Ein Quantenpunktkontakt (*QPK*) ist die einfachste Nanostruktur und besteht aus einer Verengung im zweidimensionalen Elektronengas die zwei Elektronenreservoirs, Source und Drain, teilt. Dieser kann sowohl durch Verarmung des 2DEGs unterhalb von aufgebrauchten Top Gates (*Split Gates*) oder Ätzen der Heterostruktur erreicht werden. Einen theoretischen Vergleich liefert z. B. [42]. Wie aus Kapitel 3.1.2 bekannt, muss die Verengung kleiner sein als einige dort vorgestellte Größen, damit nicht-klassische Effekte auftreten können. Im Speziellen muss die Länge im Bereich der mittleren freien Weglänge  $l_e$  und der Fermi-Wellenlänge  $\lambda_F$  liegen oder noch kleiner sein. Die folgenden Zusammenhänge werden für die einfachsten Quantenpunktkontakte, die mit Hilfe von metallischen Gates auf der Oberfläche der Probe gebildet werden und an die negative Spannung angelegt wird, erklärt. Wie im Kapitel 2.3.1 erwähnt, beeinflusst das Feld der Gates das zweidimensionale Elektronengas unterhalb der Gates und verdrängt die Elektronen, wodurch die Elektronendichte des 2DEGs reduziert wird. Dabei ist die Breite des Kontaktes  $W$  und die Elektronendichte  $n_e$  im QPK linear von der an das Gate angelegten Spannung abhängig [43]. Üblicherweise sind die Quantenpunktkontakte nur wenige Hundert nm lang und breit, womit sie für die meisten Heterostrukturen innerhalb der geforderten Ausdehnungsgrenzen liegen.

Das Elektronengas wird ist jetzt auch innerhalb einer weiteren Dimension eingeschränkt und die Elektronen können hier nur quantisierte Zustände, ähnlich den transversale Moden im Hohlleiter, annehmen – analog zur Quantisierung des 2DEGs. Die Temperatur des Systems muss hinreichend niedrig sein, damit der Abstand der Moden groß genug ist derart, dass eine thermische Anregung unterdrückt wird.

Theoretisch wurde die Leitfähigkeit eines eindimensionalen Kanals im ballistischen Transportregime von Landauer [45] und Büttiker [46] untersucht. Ihr Ergebnis zeigte Un-

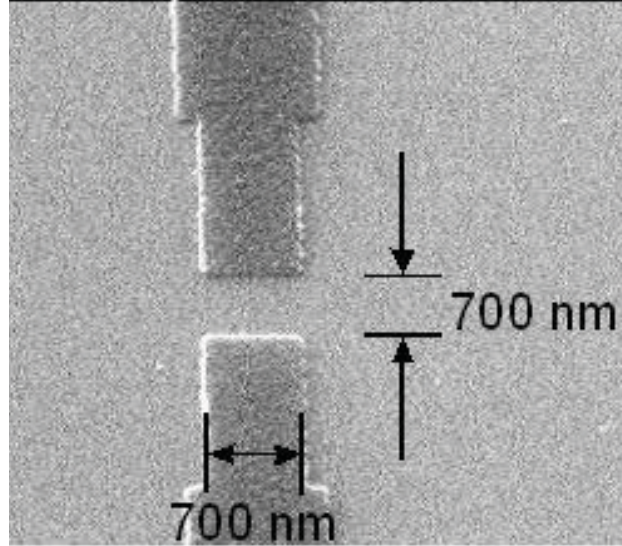


Abbildung 4.1.: Eine REM-Aufnahme eines Quantenpunktkontaktes der durch eine negative Spannung an den Split Gates gebildet wird. Nach [44].

abhängigkeit des Leitwerts des Kanals von der Geometrie – auch nicht von der Länge des Kanals – bis zur Grenze des ballistischen Transportes, was ein Widerspruch zu der klassischen Theorie nach dem Drude-Modell ist. Die den Leitwert bestimmenden Größen sind die Anzahl der besetzten Moden sowie die Transmissionswahrscheinlichkeiten der Elektronen im Kanal. Nach Landauer ergibt sich für die Leitfähigkeit:

$$G(E_n) = \frac{2e^2}{h} \mathcal{T}(E_n). \quad (4.1)$$

Dabei ist  $G(E_n)$  die Leitfähigkeit des Kanals,  $e$  die Elektronenladung,  $h$  das Planck'sche Wirkungsquantum und  $\mathcal{T}(E_n) = \sum_{i,j} \mathcal{T}_{i,j}(E_n)$  die Summe der Transmissionswahrscheinlichkeiten  $\mathcal{T}_{i,j}(E_n)$  über alle Transportkanäle mit ihren  $i, j$ -ten Eigenzuständen. Die Spinartung der Elektronen wird durch den Faktor 2 eingeführt. Der Proportionalitätsfaktor  $e^2/h = 3,87404 \times 10^{-5} \Omega^{-1}$  wird als Leitwertquant bezeichnet und wurde schon im Kapitel 3.1 eingeführt. Die Abbildung 4.2 stellt die Skizze des quantisierten Transportes durch einen Quantenpunkt dar.

Die einzelnen Moden  $n$  werden mit Hilfe der Top Gates besetzt: die Spannung an diesen verändert wie oben beschrieben die Breite des Quantenpunktkontaktes und damit den Abstand und die Lage der Moden zueinander. Passiert dabei ein Energieniveau das Transportfenster, kann es von den Elektronenreservoirs aus besetzt werden und diese Mode kann zum Elektronentransport beitragen. Als Resultat ergibt sich ein stufenartiger Verlauf der Leitfähigkeit mit der Gate-Spannung, der in der Abbildung 4.3 zu sehen ist. Die Schärfe der Stufen wird durch  $k_B T$  vorgegeben. Gilt für den Abstand der Subbänder  $E_i \leq 4k_B T$ , so werden die Stufen aufgrund des thermischen Rauschens zu einer glatten Geraden abgeflacht [12]. Mit zunehmend negativer Spannung am Gate wird der Bereich im Quantenpunktkontakt von den Ladungsträgern verarmt bis kein Transport mehr möglich ist. Die Leitfähigkeit des Kanals fällt auf Null und der so genannte Pinch-Off wird erreicht. Wie



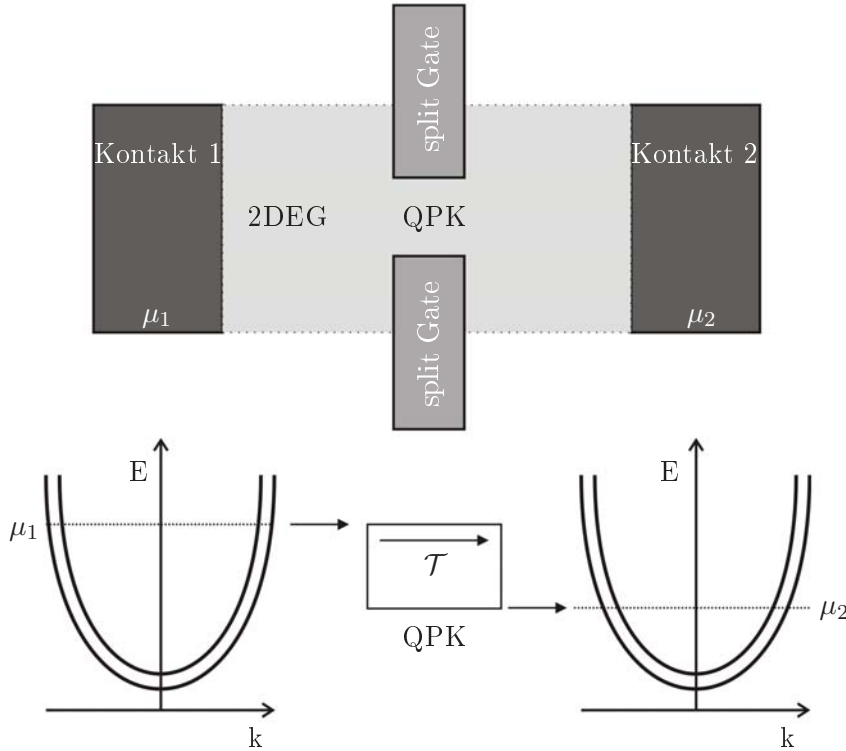


Abbildung 4.2.: Schematische Darstellung des Stromtransports durch einen Quantenpunktkontakt. An den Elektronenreservoirs (Source und Drain) liegt eine Spannung  $V_{SD}$  an, die ihre chemischen Potentiale  $\mu_1$  und  $\mu_2$  bestimmt. Die Differenz der Potentiale der Kontakte gibt mit der Elementarladung die Energiedifferenz der Fermienergien der Elektronenreservoirs  $\Delta V e$  an und wird als *Transportfenster* bezeichnet. Im Bild der Leitungsbänder (unten) ist der Nettostrom, der durch den Transmissionskoeffizienten  $\mathcal{T}$  vorgegeben wird, mit den Pfeilen angedeutet. Nach [47].

in 2.3.1 beschrieben, für ausreichend hohe negative Gate-Spannungen zerfällt der Quantenpunkt aufgrund der Potentialfluktuationen in mehrere, durch Tunnelbarrieren geteilte Bereiche. Dadurch wird der Elektronentransport zusätzlich durch Streuprozesse gehemmt was zwei wichtige Effekte hervorruft: Verschiebung des theoretischen Pinch-Off-Punktes zu positiveren Werten von  $V_{\text{Gate}}$  und Verkleinerung der Phasen-Dekohärenz-Länge  $l_\phi$  und somit Hemmung des kohärenten Transports [19, 48]. Aus diesem Grund wird die Beobachtung von Quantisierung in längeren Quantenpunktkontakten erschwert [49].

Für einen idealen Quantenpunktkontakt sind die Transmissionskoeffizienten stets Eins und der Strom ist proportional zum Vielfachen des Leitwertquants:

$$I = \frac{2e^2}{h} N V_{SD} \quad (4.2)$$

$N$  gibt die Anzahl der besetzten Moden,  $V_{SD}$  ist die zwischen den Kontakten angelegte Spannung und bestimmt die Breite des Transportfensters. Die Anzahl der besetzten Moden kann mit  $N \approx 2W/\lambda_F$  über die Breite des Quantenpunktkontaktes  $W$  und die Fermi-Wellenlänge des 2DEGs abgeschätzt werden [12, 50].

Die ersten Experimente wurden von van Wees *et al* [50, 51] und Wharam *et al* [52]

#### 4. Ladungstransport durch Nanostrukturen

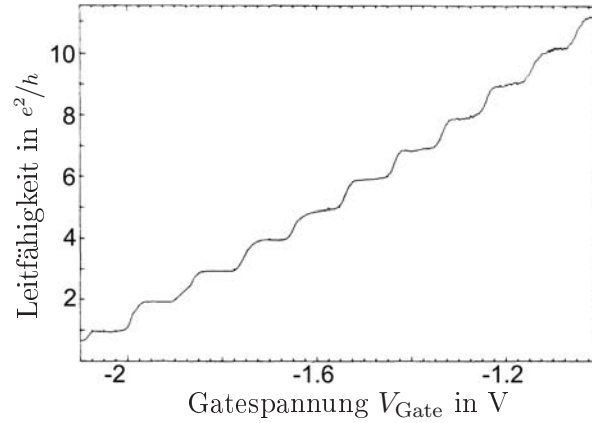


Abbildung 4.3.: Quantisierung des Leitwertes mit  $G_Q = 2e^2/h$  in einem kohärenten Transportkanal. Gut zu sehen sind die Stufen in der Leitfähigkeit. Diese entstehen wenn der Kanal breiter wird (kleinere Gatespannung) und zusätzliche Subbänder für den Transport geöffnet werden. Nach [50].

durchgeführt. Dort (und in [12]) können auch weitere Einzelheiten entnommen werden. Ein interessantes Modell führte Glazman in [53] ein. Er untersuchte theoretisch die laterale Position der Moden entlang eines Quantenpunkts in Abhängigkeit von nicht symmetrisch angesteuerten Split Gates. Diese ist linear abhängig von der Spannungsdifferenz an beiden Gates  $\propto V_1 - V_2$  mit  $V_i$  für jeweils eines der Gates. Ein weiteres Ergebnis ist die Abschätzung der Mindestbreite eines Kanals für die Ausbildung der ersten Mode mit  $2D \approx \lambda_F (D/\lambda_F)^{1/3}$  mit  $D$  der Länge des Quantenpunktkontaktes.

Die Theorie des Quantenpunktkontaktes sowie die oben beschriebenen Ergebnisse lassen sich auch auf längere eindimensionale Strukturen, so genannte eindimensionale Drähte/Kanäle oder 1D-Wires, anwenden. Dabei muss jedoch beachtet werden, dass die Länge des Kanals die Grenze des ballistischen Transportes nicht überschreitet.

Die bisherige Betrachtung galt idealen Strukturen mit Transmissionskoeffizienten von Eins und keinerlei Wechselwirkung des transportierten Elektrons mit der Umgebung. Bei Durchführung der Experimente können jedoch vielfältige Effekte auftreten, wie kohärente Rückstreuung, nichtadiabatisches Koppeln der Struktur an die Reservoirs, nicht monotone Änderung der Ladungsdichte, die zur Änderung der Transmission führt. Sogar die Spannung an den Gates kann die Ladung einer benachbarten Störstelle verändern, was das Potential in der Struktur selbst stark beeinflusst. Solche Effekte führen dazu, dass die Stufen nicht mehr den exakten Wert eines Leitwertquants besitzen [12]. Mit der Länge der Struktur steigt natürlich auch die Wahrscheinlichkeit, dass solche Effekte auch innerhalb der Fermi-Wellenlänge die Quantisierung erheblich stören [54]. Aus diesem Grund zeigen lange 1D-Drähte üblicherweise keine guten Ergebnisse was stabile und exakte Quantisierung des Leitwertes betrifft, was der theoretischen Unabhängigkeit der Leitfähigkeit von der Länge der Struktur widerspricht, siehe z. B. [55]. Auch die Rauheit der Kanalränder spielt eine große Rolle und wurde theoretisch durch [56] untersucht. Demnach sind die gemessenen quantisierten Werte oft niedriger als die vorhergesagten Werte und von starkem Rauschen bzw. einer Sägezahnspannung überlagert. Des Weiteren wurde eine Abweichung von ganzzahligen Leitwertquanten beobachtet wenn aufgrund der Verschiebung der Fermienergie mittels  $V_{\text{SD}}$  die Anzahl der besetzten Subbänder in beiden Raumrichtungen

nicht mehr übereinstimmt [57]. Eine weitere Abweichung vom Idealwert ist das Auftreten von Oszillationen mit kleiner Amplitude, die das theoretische Verhalten überlagern. Üblicherweise sind solche Oszillationen äquidistant und treten periodisch auf den Plateaus der Leitwerte in  $V_{\text{Gate}}$  auf. Deren Ursprung liegt in der Geometrie des Quantenpunktkontaktes und wird durch einen abrupten Übergang von Zuleitungen und dem QPK verursacht. Diese entstehen für bestimmte Längen der Quantenpunktkontakte und haben ihre Ursache in resonanten Elektronenzuständen die, ähnlich einem Fabry-Perot-Interferometer, stehende Wellen ausbilden [58–61]. Dieser Effekt soll vor allem bei tiefen Temperaturen in Erscheinung treten.

Die Reduktion der Qualität der Quantisierung sowie der Anzahl sichtbarer Plateaus mit steigender Kanallänge wurde in [54, 62] experimentell untersucht.

## 4.2. Quantenpunkte

Konsequente Reduzierung der Freiheitsgrade eines Elektrons im zweidimensionalen Elektronengas führt über eindimensionale Quantendrähte (1D) zu Quantenpunkten (0D). Ein Quantenpunkt ist eine leitfähige Insel, die eine laterale Ausdehnung in allen drei Raumrichtungen besitzt, die kleiner ist als die Fermi-Wellenlänge. Von den Zuleitungen ist sie üblicherweise durch nichtleitfähige Bereiche oder Bereiche mit einer Potentialbarriere getrennt. Innerhalb des Quantenpunktes kommt es aufgrund der Begrenzung zur Quantisierung der Energiezustände, die ein Elektron im Quantenpunkt annehmen kann – ähnlich einem dreidimensionalen Potentialkasten. Solche nulldimensionale Strukturen können auf vielfältige Art und Weise hergestellt werden, sei es durch Begrenzung des 2DEGs mittels Top Gates oder Ätzen oder auch aufgrund von Selbstorganisationsprozessen in der Kristallstruktur durch Hinzufügen von geeigneten Elementen in das Kristallgittergefüge. Während die letzten den Vorteil einer sehr geringen Ausdehnung von deutlich unter 100 nm haben, sind die ersteren flexibler bezüglich ihrer Position auf der Probe sowie der steuerbarer Größe und Ankopplung an die Zuleitungen. In dieser Arbeit hergestellte Quantenpunkte gehören zu der ersten Gruppe und kombinieren das Ätzverfahren mit dem Einsatz metallischer Top Gates. Ein typisches Design, eines mittels Top Gates ausgebildeten Quantenpunktes, stellt die Abbildung 4.4 dar. Die äußeren (links und rechts) Top Gates beeinflussen die Potentialbarrieren und somit die Kopplung des Quantenpunktes an Source und Drain, die mittleren Gates steuern die Energieniveaus im Quantenpunkt.

Der Stromtransport durch den Quantenpunkt unterscheidet sich von dem in einem Nanodraht, wo die Elektronen als transversale Moden ballistisch durch den Kanal wandern. Im Falle eines Quantenpunktes müssen zunächst die Barrieren überwunden werden, entweder aufgrund höherer Energie oder durch Tunnelprozesse, um dann wiederum durch eine Barriere den Quantenpunkt zu verlassen. Zudem muss im Quantenpunkt ein passender Energiezustand frei sein, der von dem transportierten Elektron besetzt werden kann. Ausgehend von der Abbildung 4.4 kann dieser Mechanismus vereinfacht erklärt werden: wird zwischen Source (Kontakt 1) und Drain (Kontakt 2) eine endliche, nicht zu hohe Spannung angelegt entsteht analog zu den Quantendrähten ein Transportfenster. Mit Hilfe der mittleren Gates können die Energieniveaus im Quantenpunkt energetisch angehoben oder gesenkt werden und einer der freien Zustände innerhalb des Transportfensters positioniert werden. Da dieses Niveau frei ist, kann ein Elektron vom Kontakt 1 (Source), dessen Elektronen an der Fermikante höhere Energie haben als die des Drains, mit größerer

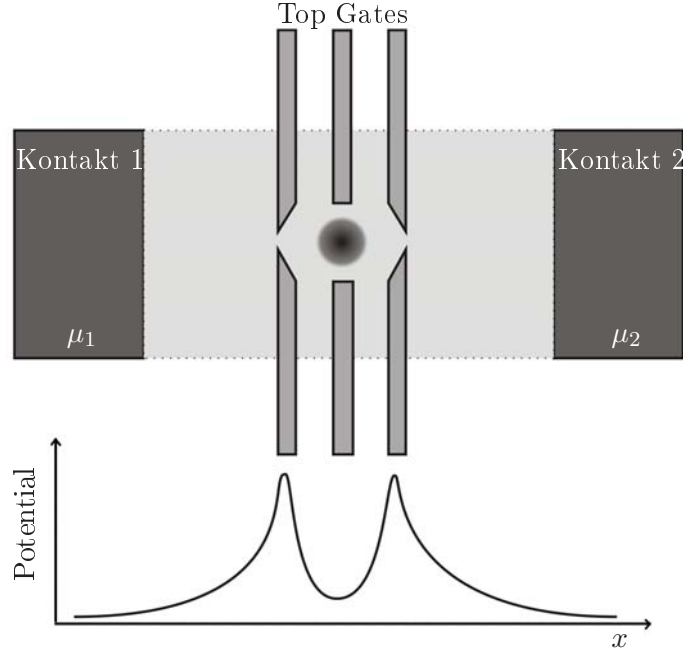


Abbildung 4.4.: Ausbildung eines Quantenpunktes (dunkler Kreis) mit Hilfe von Top Gates. Unten ist schematisch der Potentialverlauf dargestellt. Die äußeren (links und rechts) Top Gates beeinflussen die Potentialbarrieren und somit die Kopplung des Quantenpunktes an die Kontakte 1 und 2 (Source und Drain), die mittleren Gates steuern die Energieniveaus im Quantenpunkt.

Wahrscheinlichkeit durch die Barriere tunneln als ein Elektron vom Kontakt 2, wenn beide Barrieren als identisch angenommen werden. Der Elektron besetzt jetzt den Zustand im Quantenpunkt und kann wiederum wahrscheinlicher in Richtung Drain tunneln, da dessen Fermikante unterhalb seiner Energie liegt. Wird die Spannung am mittleren Gate weiter verändert, bewegt sich der am Transport beteiligter Zustand irgendwann aus dem Transportfenster und die Elektronen können nicht in den Quantenpunkt eintreten. Der Strom wird unterdrückt. Diesen Zustand nennt man Coulomb-Blockade. Das Verhalten ergibt ein für Quantenpunkte typisches Bild des Stromes durch den Punkt in der Abhängigkeit von der Gate Spannung, was in der Abbildung 4.5 gezeigt wird. Die Peaks in der Leitfähigkeit sind theoretisch

$$\Delta V_g = \frac{e}{C_g} \quad (4.3)$$

auf der  $V_g$ -Achse voneinander entfernt. Dabei ist  $C_g$  die Kapazität zwischen dem Quantenpunkt und dem steuernden Gate, das auch als *plunger gate* bezeichnet wird. Die Abbildung 4.6 erläutert den oben beschriebenen Mechanismus. Wie im Modell der eindimensionalen Kanäle spielt die Temperatur, genauer genommen die thermische Energie der beteiligten Elektronen, eine große Rolle bei den Messungen an einem Quantenpunkt, da der Abstand zwischen den Energieniveaus im Quantenpunkt deutlich größer sein muss als  $k_B T$  um Anregungen der Elektronen innerhalb des Quantenpunktes zu vermeiden. Der Abstand der Niveaus kann mit

$$2E_C = \frac{e^2}{C_\Sigma} \quad (4.4)$$

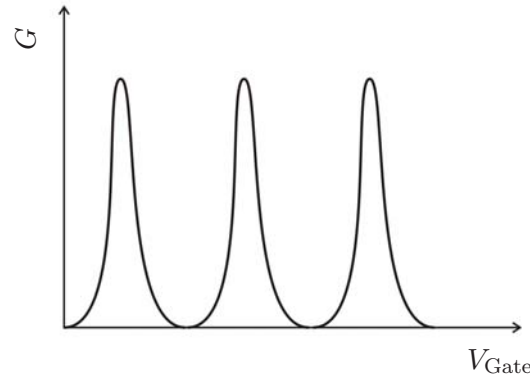


Abbildung 4.5.: Coulomb-Blockade-Oszillationen in der Leitfähigkeit eines Quantenpunktes.

angegeben werden. Hier bezeichnet  $C_\Sigma$  die Gesamtkapazität des Quantenpunktes. In dem obigen Fall bezeichnet  $E_C$  genau genommen die Energie die notwendig ist um den Quantenpunkt mit einem zusätzlichen Elektron zu laden und ergibt sich aus der elektrostatischen Abstoßung der Elektronen die sich bereits im Quantenpunkt befinden. Vergleicht man diese Energie zur dem Abstand der Energieniveaus die sich aus der Quantisierung in einem Potentialtopf ergeben, ergibt sich [12] der Bohr-Radius  $a_{\text{Bohr}}$  als Grenzwert der Ausdehnung des Quantenpunktes ab welchem der dominierende Effekt wechselt: für  $r \ll a_{\text{Bohr}}$  ist es die Quantisierungsenergie, im Fall  $a_{\text{Bohr}} \ll r$  die Coulomb-Wechselwirkung. Für den Fall des hier benutzten GaAs-Wafers ergibt sich, wie man der Tabelle 6.2 entnehmen kann, ein Wert von  $a_{\text{Bohr}} = 10,3 \text{ nm}$ . Da die hier erstellten Quantenpunktstrukturen deutlich größer sind, ist Coulomb-Abstoßung bestimmend und die obige Formel deswegen auch gerechtfertigt. Weitere Details zu diesem so genannten Einzelelektronentransport (*single electron transport*) können z. B. [63–65] entnommen werden.

Der Ansatz, eine Kapazität zwischen dem 2DEG und einem Gate analog zu einem Plattenkondensator zu definieren, wie er auch auf Seite 11 vorgestellt wurde, wird hier konsequent weiter geführt. Es wird eine kapazitive Kopplung zwischen dem Quantenpunkt als einer leitfähigen Scheibe, die eine Kondensatorplatte darstellt, und den Kontakten bzw. Gates als zweite Platte angenommen. Anhand diesen Modells können einige charakteristische Größen des Quantenpunktes ermittelt werden. Zu diesem Zweck werden Spektroskopiemessungen des Quantenpunktes durchgeführt, wie sie im folgenden Unterkapitel beschrieben werden.

Anschließend muss noch angemerkt werden, dass das vorgestellte Modell den Elektronentransport durch den Quantenpunkt sehr vereinfacht darstellt. Neben dem möglichen – hier beschriebenen Prozess erster Ordnung – gibt es eine Vielzahl Prozesse, die zum Strom durch den Quantenpunkt beitragen (können). So wurden z. B. Prozesse vernachlässigt, die sich angeregter Zustände im Quantenpunkt des Transportfensters oder Anregung in ein Zustand oberhalb (elastisches Co-Tunneln) oder unterhalb (inelastisches Co-Tunneln) des Transportfensters bedienen, außer Acht gelassen. Diese Effekte können sehr wohl mit Hilfe der im Weiteren beschriebenen Spektroskopie erfasst werden, verlangen jedoch eine sehr

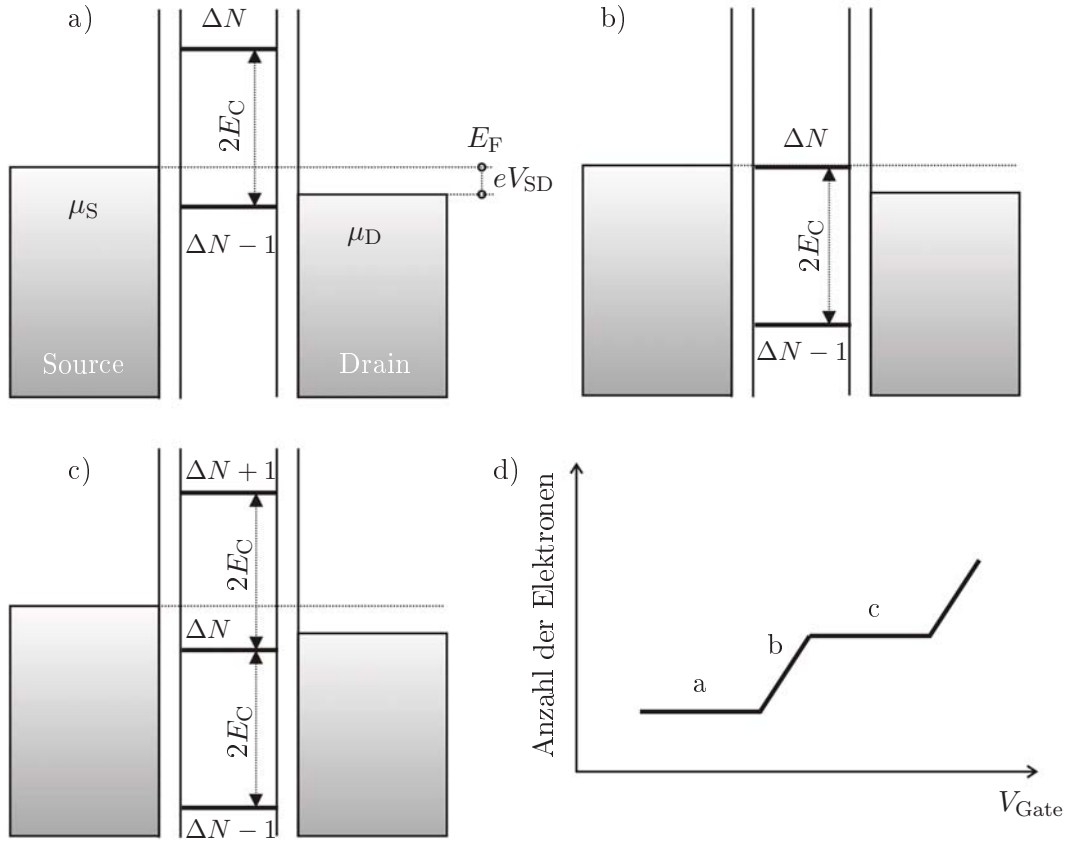


Abbildung 4.6.: Coulomb-Blockade Mechanismus. Die Source/Drain-Niveaus bleiben konstant um  $eV_{SD}$  versetzt. Die Energieleiter im Quantenpunkt wird mit steigender Gate-Spannung ( $V_g$ ) nach unten verschoben. Einzelne Phasen des Mechanismus: a) der Zustand für  $\Delta N + 1$ -Elektronen liegt unterhalb des Drain-Niveaus, es findet kein Ladungstransport über dieses Niveau statt b)  $\Delta N$  liegt genau im Energiefenster; Elektronen können vom Source-Kontakt in den Punkt tunneln und von diesem weiter in den Drain-Kontakt. Ein Strom zwischen Source und Drain fließt. c) die Niveaus sind weiter nach unten gerutscht, jedoch kann keiner zum Ladungstransport beitragen. d) die einzelnen Schritte mit steigender Gate-Spannung.  $E_C$  ist die Energie die nötig ist ein Elektron dem Quantenpunkt hinzuzufügen,  $\mu_S$  und  $\mu_D$  sind die chemischen Potentiale der Kontakte. Nach [66]

hohe Messauflösung und tiefe Temperatur, die für diese Arbeit leider nicht zur Verfügung stand. Für weitere Details zu diesen Co-Prozessen siehe [12].

Erwähnenswert ist auch, dass der Prozess der Aufladung eines Quantenpunktes mit einem Elektron sehr präzise mit einem zweiten, nah am untersuchten Quantenpunkt liegenden, Quantenpunktkontakt erfolgen kann. In dieser Arbeit war dies jedoch wegen begrenzter Anzahl an verfügbarer DC-Leitungen im Probenstab nicht möglich. Zur Steigerung der Messgenauigkeit sollte diese Messaufbau jedoch stark in Betracht gezogen werden. Beispiele solcher Messungen finden sich z. B. in [67, 68].

#### 4.2.1. Spektroskopiemessungen an einem Quantenpunkt

Um die charakteristische Größen des Quantenpunktes zu messen, wird auf ein Verfahren zurückgegriffen, das als Quantenpunktspektroskopie bezeichnet wird. Dabei wird anhand einer  $I_{SD}(V_{Gate})$ -Messung ein weiterer  $V_{Gate}$ -Bereich um ein Leitfähigkeitspeak bzw. Coulomb-Blockade gewählt. Für diesen Bereich wird in kleinen Schritten jeweils eine  $I_{SD}(V_{SD})$ -Messung für einen weiten SD-Bereich ( $\pm$  mV) aufgenommen. Aus diesem Messungensatz berechnet man die differentielle Leitfähigkeit  $\Delta I/\Delta V$ . Das Verfahren wird schematisch in der Abbildung 4.7 vorgestellt. Diese kann auch direkt mit Hilfe eines Lock-In-Verstärkers gemessen werden. Die Ergebnisse werden als ein Falschfarbenplot in die Ebene  $V_{Gate}/V_{SD}$  dargestellt. Eine Skizze solcher Spektroskopiemessungen für einen idealen Quantenpunkt zeigt die Abbildung 4.8. Deutlich sichtbar in dieser Abbildung sind die unterschiedlich farbigen Rauten, die verschiedene Arten des Elektronentransportes (je dunkler, desto mehr Elektronen sind beteiligt) kennzeichnen. Die weißen Rauten entlang der Achse  $V_{SD}$  kennzeichnen die Bereiche der Coulomb-Blockade, in der kein Elektronentransport stattfindet. Da diese Rauten eine diamantartige Form haben, werden sie auch als *Coulomb-Diamanten* bezeichnet. Wenn man dieser Abbildung die rot eingefärbte Grenzlinien zwischen den einzelnen Diamanten betrachtet, erkennt man, dass folgende Beziehungen gültig sind:

$$\left. \frac{dU_G}{dU_{SD}} \right|_{\Delta E_{S \rightarrow P}=0} = -\frac{C_D}{C_G} \quad (4.5)$$

$$\left. \frac{dU_G}{dU_{SD}} \right|_{\Delta E_{P \rightarrow D}=0} = \frac{C_\Sigma - C_D}{C_G} \quad (4.6)$$

Dabei ist  $C_\Sigma$  die Gesamtkapazität des Quantenpunktes,  $C_G$ ,  $C_D$  sind die Kapazitäten des Gate- bzw. Drain-Kontaktes,  $U_{SD}$  und  $U_G$  die Spannung an Source-Drain bzw. Gate.  $S \rightarrow P$  bzw.  $P \rightarrow D$  bedeutet von Source zum Punkt und vom Punkt zum Drain. Die Abbildung stellt einen unwahrscheinlichen Fall eines symmetrischen Quantenpunktes dar. Im nicht symmetrischen Fall ist der Coulomb-Diamant zu einer Seite hin gekippt. Bei realen Messungen kann man wegen der starken Verkippung des Diamanten Einzelelektronentransport auch für höhere  $|V_{Gate}|$  beobachten.

Solche Asymmetrie in realen Quantenpunkten entsteht gewollt durch entsprechendes Probendesign oder auf Grund von Fabrikationsfehlern und Verunreinigungen im Substrat und kann anhand des Verhältnisses von  $C_D$  und  $C_\Sigma$  klassifiziert werden. Vergleicht man diese Werte, dargestellt in der Abbildung 4.9, kann man drei Fälle unterscheiden:

1.  $C_D/C_\Sigma > 1/2$ : Der Diamant ist nach rechts geneigt; niedrigere Gate-Spannungen ergeben positiven Strom, höhere Spannungen einen negativen Strom.

#### 4. Ladungstransport durch Nanostrukturen

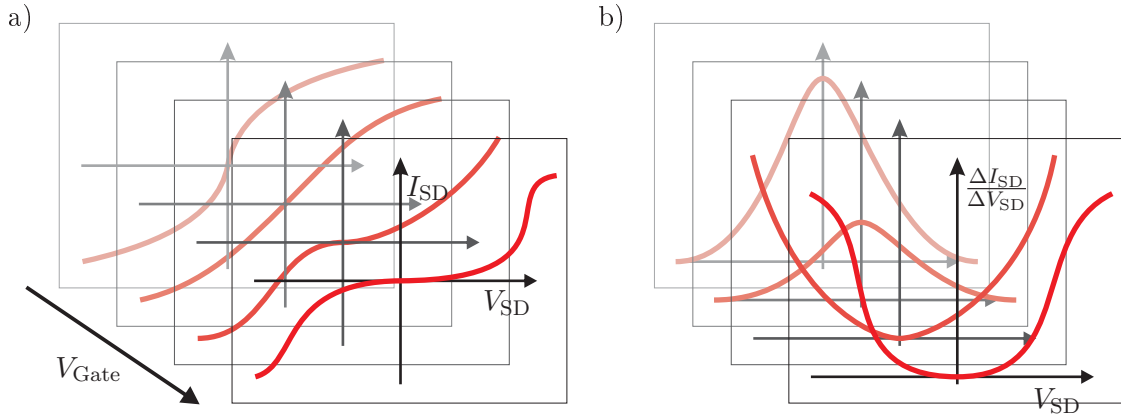


Abbildung 4.7.: Spektroskopiemessungen an einem Quantenpunkt. (a) Strom durch den Quantenpunkt  $I_{SD}$  in Abhängigkeit von  $V_{SD}$  wird für einen Spannungsbereich von einigen mV aufgenommen. Dabei wird für jede Messung die Gate-Spannung verändert und zwar in einem weiten Bereich um einen Leitfähigkeitspeak. Aus diesem Satz der Messungen wird in (b) der Strom in differentielle Leitfähigkeit  $\Delta I/\Delta V$  umgerechnet und in einem Falschfarbenplot dargestellt, wie in Abbildung 4.8 zu sehen.

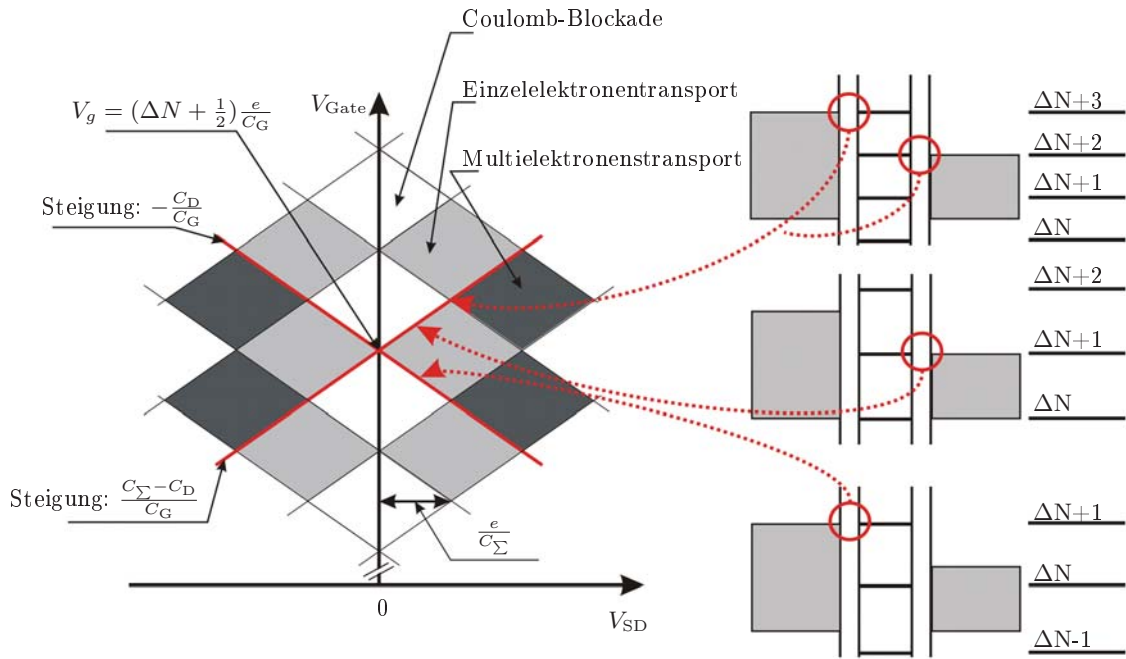


Abbildung 4.8.: Muster eines Graustufenbildes mit mehreren Coulomb-Diamanten. Die Leitfähigkeit ist durch die Farbe der Felder angedeutet: je heller, desto kleiner die Leitfähigkeit, weiß bedeutet Coulomb-Blockade. Aus den rot eingefärbten Linien können die charakteristische Größen bestimmt werden:  $C_\Sigma$  ist die Gesamtkapazität des Punktes,  $C_G$ ,  $C_D$  sind die Kapazitäten des Gate- bzw. Drain-Kontaktes,  $V_{SD}$  und  $V_{Gate}$  die Spannung an Source-Drain bzw. Gate. Die Skizze ist symmetrisch bezüglich  $V_{SD}$ , was in der Realität kaum vorkommt. Nach [66]



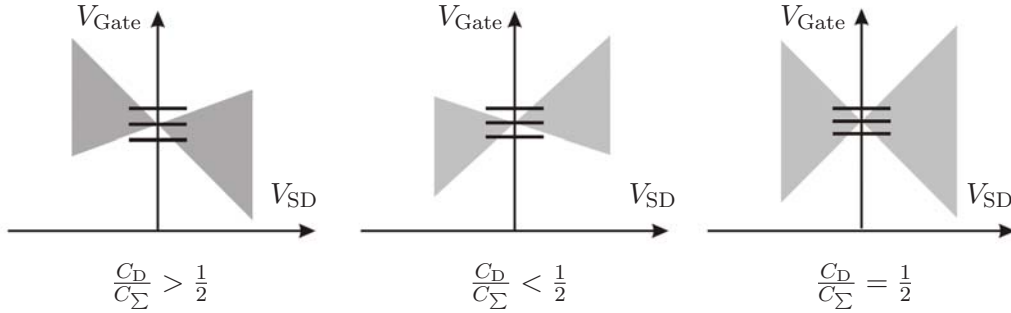


Abbildung 4.9.: Gleichrichtungseffekt beim asymmetrischen Quantenpunkt. Die grauen Felder sind Bereiche mit Einzelelektronentransport, die weißen Bereiche mit Coulomb-Blockade. Die horizontalen Striche zeigen für die Variation der Source-Drain-Spannung bei fester Gate-Spannung die Position auf dem Graustufenplot an. Nach [66].

2.  $C_D/C_\Sigma < 1/2$ : Der Diamant ist nach links geneigt, es herrscht umgekehrte Situation wie im Punkt (1.): niedrigere Gate-Spannungen verursachen negativen Source-Drain-Strom, höhere positiven.
3.  $C_D/C_\Sigma = 1/2$ : Der Diamant ist symmetrisch bezüglich  $U_{SD}$ , kein Strom.

#### 4.2.2. Doppelquantenpunkte

Die Eigenschaften des kontrollierten Elektronentransportes durch einen Quantenpunkt können für wichtige Anwendungen ausgenutzt werden. So ist es theoretisch möglich, durch präzises „Pumpen“ von Elektronen ein Stromnormal nach der Beziehung  $I = nef = ne\tau^{-1}$ , mit  $e$  der Elementarladung,  $\tau$  der Transportrate und  $n$  Anzahl der transportierten Elektronen pro Zyklus, zu entwickeln [69]. Die Eigenschaft der Besetzung der Energieniveaus, die stark an eine Elektronenhülle erinnert, kann z. B. für die Erzeugung (einzelner) Photonen herangezogen werden.

Eine Ausweitung des Systems wird erreicht durch Kombination zweier Quantenpunkte, in Serie oder parallel. Diese können, je nach gewählten Design, miteinander stark oder schwach gekoppelt sein. Ein solches System wird Doppelquantenpunkt (*DQP*) genannt und in Analogie zum einfachen Quantenpunkt, der oft auch als künstliches Atom bezeichnet wird, haben die Energiezustände eines Doppelquantenpunkts große Ähnlichkeit mit einem Molekül. Das wohl wichtigste Anwendungsgebiet für Doppelquantenpunkte ist die Entwicklung eines Quantencomputers, bei dem Doppelquantenpunkte die kleinste Recheneinheit bilden, das Qbit. Diese besitzen nämlich die Fähigkeit zwei überlagerte Zustände, hier die Energieniveaus in beiden Quantenpunkten, zu bilden.

Die Charakterisierung eines DQP wird ebenfalls hauptsächlich durch Spektroskopiemessungen durchgeführt, diese sind naturgemäß jedoch komplexer als beim einfachen Quantenpunkt, da die Anzahl der Parameter höher ist. Einer der Ziele dieser Arbeit, siehe Kapitel 8.2, ist es zwar ein DQP zu erzeugen, allerdings konnte an keinem der hergestellten Proben ein Doppelquantenpunkt gebildet und gemessen werden. Aus diesem Grund wird hier nicht näher auf die Transporteigenschaften eines Doppelquantenpunkts eingegangen. Diese werden detailliert in [12, 70–74] erläutert.

### 4.3. Ratschen-Nanostrukturen

Der Auslöser für diese Arbeit waren Messungen an einem Doppelquantenpunkt, die ein typisches Verhalten für so genannte Ratschen zeigten. Um die Messungen zu verstehen, bedarf es einer Erläuterung der Ratschensysteme, die hier in strenger Kürze erfolgen soll. Auf dem Gebiet der Grundlagenforschung werden seit einiger Zeit asymmetrische, periodische Nanostrukturen, so genannte Ratschen (*ratchets*) untersucht, die eine Reihe von ungewöhnlichen Effekten zeigen, wie z. B. gerichtete Bewegung (Massetransport) oder Stromumkehr. Solche Effekte wurden zuerst in biologischen Systemen, die etwa für Massetransport in Zellen verantwortlich sind, entdeckt, wo aus zufälligen Fluktuationen (z. B. Brownscher Molekularbewegung) Transport bzw. Arbeit generiert wird. Sie werden deshalb auch als Brownsche Motoren bezeichnet. Was zunächst an ein Perpetuum Mobile der zweiten Art erinnert, wird bei näheren Betrachtung schnell des Widerspruchs beraubt: Ratschen arbeiten allesamt außerhalb des thermischen Gleichgewichts und verletzen somit keinesfalls den zweiten Hauptsatz der Thermodynamik. Im Verlauf der letzten Jahre gab es erfolgreiche Versuche mit Halbleiter-Nanostrukturen solche, in der Natur vorkommende Prozesse, nachzuahmen. Es wurden einige Grundarten von Ratschen hergestellt, die sich zwar im Detail unterscheiden, jedoch alle folgende Voraussetzungen erfüllen müssen [75]:

1. Asymmetrie (durch periodisches Potential, Nicht-Gleichgewichts-Störung oder spontane Symmetriebrechung)
2. Das Fehlen von thermischem Gleichgewicht
3. Äußere Antriebskraft

Zufällige Kräfte, z. B. thermisches Rauschen oder sogar deterministische aber chaotische Kräfte, wie im Falle der Hamiltonschen Ratschen, können die Rolle des Antriebs übernehmen. Eine gute Einführung bieten z. B. [76–82].

Die Wirkungsweise einer sog. Tunnel-Ratsche (*tunneling ratchet*) soll stellvertretend für die anderen Arten erklärt werden (siehe Abbildung 4.10). Bei Tunneleffekten ist nicht nur die Höhe der Barriere ausschlaggebend sondern auch ihre Gestalt, im Besonderen ihre Breite. Ein sich zeitlich änderndes Potential, das im Zeitmittel Null ist, z. B. ein Sinus-Signal wird an das dargestellte Sägezahn-Potential angelegt und kippt dieses in der ersten Hälfte des Prozesses nach rechts. Die beweglichen Elektronen um die Fermikante (um die Breite  $2k_B T$ ) haben auf der linken Seite eine kleinere und schmalere Barriere, wodurch die Tunnelwahrscheinlichkeit nach rechts größer ist als nach links. Wird das Potential in der zweiten Hälfte des Prozesses nach links gekippt, haben die Elektronen auf der rechten Seite höhere Tunnelwahrscheinlichkeiten, die jedoch im Vergleich zur vorherigen Phase ebenfalls kleiner sind als für die Bewegung nach rechts. Dadurch entsteht ein Nettostrom der Elektronen nach links, dessen Richtung von der Gestalt des Sägezahn-Potenzials vorgegeben wurde. Hier konkurrieren zwei Transportmechanismen miteinander: das Tunneln durch die Barriere und thermisch aktivierter Transport oberhalb der Barriere. Beide sind stark von der Bewegungsenergie der Elektronen, d. h. der Temperatur, abhängig und dieser Parameter bestimmt auch den dominierenden Mechanismus und somit auch die Netto-Stromrichtung ab. Deswegen ist das Phänomen der Stromumkehr eines der Anzeichen für einen Ratscheneffekt, die Stromrichtung ist dabei temperaturabhängig.

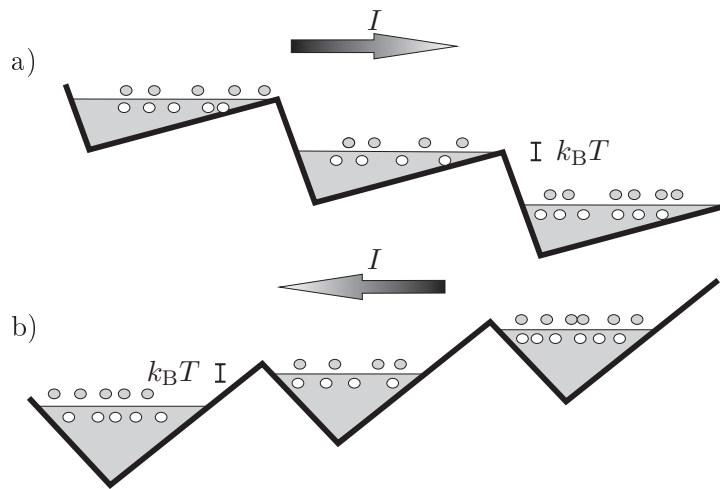


Abbildung 4.10.: Ratschen-Effekt an einer Tunnel-Ratsche. a) Durch das Kippen des Sägezahn-Potentials nach rechts können die thermisch angeregten Elektronen um die Fermikante einfacher durch die niedrigeren und schmaleren Barrieren auf der linken Seite nach rechts tunneln b) Bei einer Kippung des Potentials nach links ist zwar die Tunnelwahrscheinlichkeit für ein Tunnelprozess nach rechts größer, die Barrieren sind jedoch höher und breiter als bei a) und ein Netto-Strom nach links entsteht. Mit Hilfe der Pfeile sind die dominierenden Transportrichtungen für beide Phasen eingezeichnet. Nach [66].



## 5. Akustische Oberflächenwellen

*From here, it becomes an engineering problem. . .*

Charles Francis Richter

Akustische Oberflächenwellen (*surface acoustic waves, SAW*) sind ein wichtiges Element und Werkzeug in dieser Arbeit. Mit ihrer Hilfe sollen die Elektronen des 2DEG beeinflusst, genauer gesagt, gezielt durch die Nanostrukturen „getrieben“ werden. Dieses Kapitel soll kurz die Entstehung und Erzeugung der Oberflächenwellen ansprechen und einen genaueren Blick auf die Interaktionsmechanismen mit den Elektronen der dünnen Schicht des zweidimensionalen Elektronengases ermöglichen. Dabei wird im Speziellen auf die AlGaAs/GaAs-Heterostrukturen und Nanostrukturen eingegangen. Das Kapitel orientiert sich stark an [83].

### 5.1. Entstehung der Oberflächenwellen

Oberflächenwellen sind in der Form von Erdbebenwellen, die sich auf der Erdoberfläche ausbreiten, seit langer Zeit bekannt. Sie wurden zum ersten Mal von Lord Rayleigh 1885 als eine transversal propagierende Welle auf der Oberfläche eines Festkörpers beschrieben<sup>1</sup>. Für die vorliegende Arbeit ist die Betrachtung von Oberflächenwellen auf einem Substrat mit piezoelektrischen Eigenschaften, hier GaAs, wichtig.

Auf Grund der allgemeinen Anisotropie solcher Kristalle muss die Beschreibung tensoriell durchgeführt werden. Ein Resultat der tensoriellen Betrachtung ist, dass die mechanische Welle (Kräfte auf ein Volumenelement) mit dem entstehenden elektrischen Feld gekoppelt ist. Die mathematische Beschreibung (siehe [84–86]) liefert die Kopplungskonstante  $K^2$ , die weiterhin anisotrop ist und die mechanischen (Elastizitätsmodul) mit den piezoelektrischen (piezoelektrischer Tensor) Eigenschaften des Kristalls verknüpft. So wird der Kristall um den Faktor  $1+K^2$  steifer, da sich die aus dem elektrischen Feld resultierenden Kräfte zu den mechanischen, rüktreibenden Kräften addieren. Dadurch werden auch anderen Eigenschaften beeinflusst, z. B. die Schallgeschwindigkeit, also die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Oberflächenwelle:

$$\frac{\Delta v}{v_0} = \frac{K^2}{2}. \quad (5.1)$$

In der obigen Formel ist  $v_0$  die rein mechanische Schallgeschwindigkeit in der gegebenen Kristallrichtung während  $\Delta v$  die Geschwindigkeitsänderung angibt. Diese Beschreibung kann jedoch nur für Volumenwellen in einem *bulk*-Material analytisch berechnet

---

<sup>1</sup>sie werden daher auch Rayleigh-Wellen genannt. Es gibt noch andere Arten von Oberflächenwellen, z. B. P-Welle, S-Wellen oder Love-Wellen

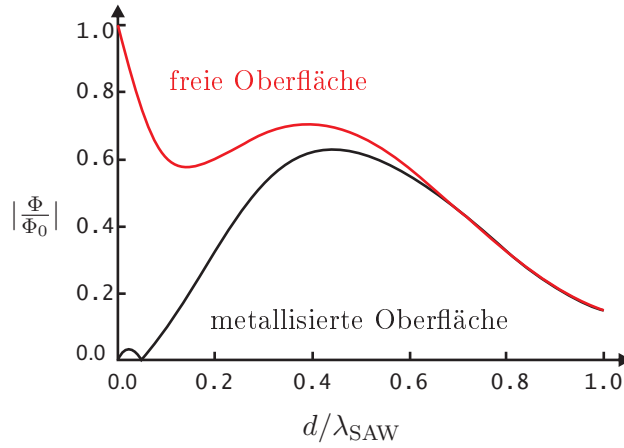


Abbildung 5.1.: Verlauf des piezoelektrischen Potentials einer Oberflächenwelle bei einer GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As-Heterostruktur auf der (100)-Oberfläche in [011]-Richtung. Rote Kurve entspricht einer freien, die schwarze einer metallisierten Oberfläche.  $\Phi$  und  $\Phi_0$  ist die gedämpfte bzw. ungedämpfte Amplitude,  $d$  die Eindringtiefe der Welle und  $\lambda_{\text{SAW}}$  die Wellenlänge der Oberflächenwelle. Quelle: [84].

werden. Für die Wellen an der Oberfläche lässt sich eine analoge Kopplungskonstante  $K_{\text{eff}}^2$  finden<sup>2</sup>. Man betrachtet dabei zwei Grenzfälle, den einer freien und einer mit einer leitenden Schicht bedeckten Oberfläche, die das durch den piezoelektrischen Charakter entstehendes Feld kurzschließt und die Kopplung aufhebt. Es ergeben sich jeweils zwei Schallgeschwindigkeiten:

$$\frac{K_{\text{eff}}^2}{2} = \frac{v_f - v_m}{v_f} = \frac{\Delta v}{v_f}. \quad (5.2)$$

$v_f$  ist die Ausbreitungsgeschwindigkeit an der freien und  $v_m$  an der leitfähig beschichteten Oberfläche.

Wenn man den Unterschied in der Potentialstärke beider Fälle untersucht ergibt sich ein Zusammenhang, wie in Abbildung 5.1 dargestellt: Ist der Unterschied des Potentials an der Oberfläche noch auf Grund der geforderten Randbedingungen extrem, wird er mit steigender Entfernung von der Oberfläche immer kleiner. Ist  $\lambda_{\text{SAW}}$  die Wellenlänge der Oberflächenwelle, so besteht ab ca.  $0,7\lambda_{\text{SAW}}$  praktisch kein Unterschied mehr und das Potential ist in beiden Fällen gleich. Weiterhin ist aus der Abbildung 5.1 ersichtlich, dass die Energiedichte der Welle, die proportional zum Quadrat der Amplitude ist, innerhalb von  $\lambda_{\text{SAW}}$  fast vollständig verschwindet. Eine Materialdeformation auf Grund einer laufenden Oberflächenwelle ist in Abbildung 5.2 skizziert.

## 5.2. Erzeugung von Oberflächenwellen

Die piezoelektrische Eigenschaft ist bei GaAs, im Vergleich zu anderen Materialien, z. B. LiNbO<sub>3</sub>, relativ klein ausgeprägt, reicht jedoch aus um akustische Oberflächenwellen zu erzeugen. Eine verbreitete Technik zur Erzeugung von Oberflächenwellen auf piezoelektrischen Substraten sind sog. interdigitale Schallwandler (*interdigital transducer, IDT*). Diese

<sup>2</sup>sie beträgt für GaAs in der (100)-Ebene für die Richtung [011]  $K_{\text{eff}}^2 = 0,00064$

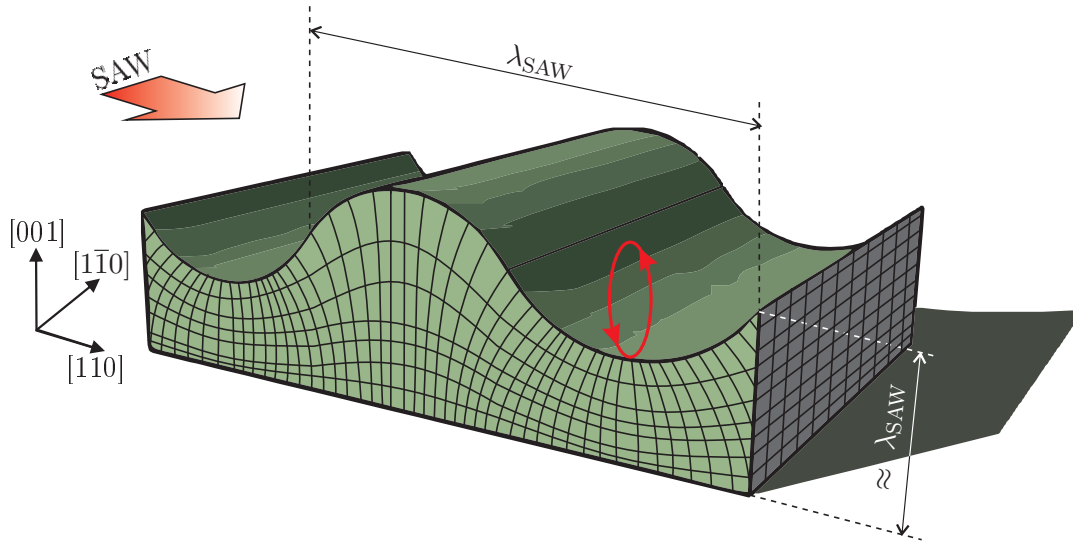


Abbildung 5.2.: Skizze der Ausbreitung einer Oberflächenwelle auf der (100)-Oberfläche in [011]-Richtung. Die Wellenlänge  $\lambda_{\text{SAW}}$  sowie die ungefähre Eindringtiefe (nicht Maßstabgetreu) ist eingezeichnet. Die rote Ellipse stellt die Bewegung eines beliebigen Atoms auf der Oberfläche dar: Die Gitteratome führen eine elliptische Bewegungen aus, was zu einer elliptischen Polarisation der Welle führt.

bestehen aus ineinander greifenden Metallelektroden, die auf der Oberfläche des Substrates aufgedampft wurden. In Abbildung 5.3 sieht man die grundlegenden Ausführungen der IDTs. Die Elektroden (Finger) liegen jeweils abwechselnd auf zwei unterschiedlichen Potentialen; an einem wird ein Wechselspannungssignal angelegt, der andere liegt auf dem Nullpotential. Durch den piezoelektrischen Effekt wird nach dem Anlegen einer Spannung an den Finger das Substrat periodisch verformt und diese Verformung bewegt sich entlang der Oberfläche des Kristalls. Wenn die Frequenz  $f$  mit der Periode des IDTs  $p$  der Beziehung

$$f = \frac{v}{p} \quad (5.3)$$

genügt, wobei  $v$  die Ausbreitungsgeschwindigkeit der Welle in der vorgegebenen Richtung ist, so erreicht der entstandene Wellenberg den nächsten Finger gleichzeitig mit dem nächsten Amplitudemaximum und kann verstärkt werden. Gleichung (5.3) stellt also die Resonanzbedingung für einen IDT dar. Die Schallgeschwindigkeit  $v$  bei GaAs für die Richtung [011] an (100) Ebene beträgt bei 4,2 K ca. 2885 m/s, für  $\text{Al}_x\text{Ga}_{1-x}\text{As}$  bei Raumtemperatur  $(2817+315x)$  m/s [86]. Da die Resonanzfrequenz auf Grund der Fabrikationsunsicherheiten für jede Probe vor der Messung bestimmt wird, genügt es für weitere Rechnungen die Geschwindigkeit für die Probe mit 2885 m/s anzunehmen. Es ist möglich auch höhere Frequenzen zu erreichen, die höheren Harmonischen, also die Vielfachen der Grundfrequenz, deren Signal ist jedoch weitaus schwächer als das der Grundfrequenz.

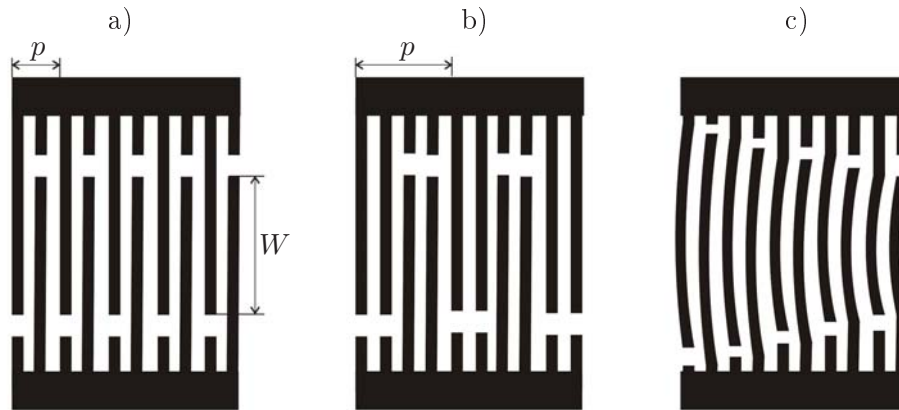


Abbildung 5.3.: Unterschiedliche Ausführungen von Schallwandlern: a) normale, ungewichtete IDTs b) ein Split-2 Wandler c) ein fokussierender Wandler.  $p$  ist die Periode des Wandlers, also die Wellenlänge der erzeugten SAW,  $W$  ist der Apertur

Die wichtigsten Parameter beim Design von interdigitalen Schallwandlern sind nach [86]:

- die Geometrie: Split- $n$  Wandler mit einer geraden, ganzen Anzahl  $n$  von benachbarten Fingern auf gleichem Potential ermöglichen bessere Ausnutzung der höheren Harmonischen. Zudem unterdrücken sie störende Reflexionen an den übrigen Fingern. Leider ist der Wirkungsgrad solcher IDTs auf GaAs geringer als der ungewichteten Wandler
- die Periode der Finger  $p$ , die gleich der Wellenlänge der Oberflächenwelle ist
- die Apertur  $W$  als Maß für die Breite der Wellenfront
- die Anzahl der Fingerpaare: sie beeinflusst die abgestrahlte Leistung und die entstehenden Reflexionen
- das Tastverhältnis, also das Verhältnis der Fläche der metallisieren (Finger) und freien Oberfläche innerhalb des IDTs
- die Dicke und das Material der Finger spielt vor allem bei der entstehenden mechanischen Dämpfung eine Rolle. Grundsätzlich sind leichtere Finger (kleinere Dicken und Dichten) vorzuziehen.

Diese Parameter beeinflussen die kapazitiven Eigenschaften des IDTs, die die Qualität des Signals bestimmen. Zur Optimierung der interdigitalen Schallwandler siehe [85–87]. Die Amplitude und die Leistung des AC-Signals am IDT bestimmt die Höhe der Amplitude der SAW und auch ihre Energie. Auch die Oberfläche hat einen großen Einfluss auf die Ausbreitungseigenschaften. So können Unebenheiten oder Kanten Reflexionen und Änderungen der mechanischen Eigenschaften des Kristalls verursachen. So wandeln Kanten in der Größenordnung von bereits  $0,25\lambda$  das Signal bereits zu ca. 50 % in Volumenmoden um, siehe [86, 88]. Die Positionierung der IDTs auf der Probe kann ebenfalls nicht beliebig erfolgen; gibt es unter den Fingern des Wandlers eine leitende Schicht (z. B. ein 2DEG)



werden sie kurzgeschlossen und eine Oberflächenwelle kann nicht entstehen.

Eine Oberflächenwelle kann mit Hilfe eines zweiten IDTs mit der gleichen Periodizität detektiert werden. Dabei wird die sich fortschreitende Verformung des Kristalls durch das begleitende elektrische Feld auf die Elektroden des Empfang-IDTs übertragen und das entstehende Wechselspannungssignal kann ausgelesen werden. Solche Bauteile werden als Verzögerungsleitungen (*Delayline*) oder schmalbandige Filter genutzt.

### 5.3. Wechselwirkung der Oberflächenwelle mit einem zweidimensionalen Elektronengas

Liegt die Schicht des zweidimensionalen Elektronengases in ausreichender Nähe zur Oberfläche, wie in Kapitel 5 erläutert, innerhalb der Größenordnung der Wellenlänge der SAW, so wird die Welle mit den freibeweglichen Elektronen interagieren. Im Folgenden sollen einige für die Arbeit relevante Wechselwirkungsmechanismen kurz beleuchtet werden.

#### Einfluss des piezoelektrischen Charakters auf Welleneigenschaften

Eine sich auf der Oberfläche eines piezoelektrischen Kristalls fortbewegende Welle wird auf Grund der Deformationen von einem elektrischen Feld begleitet, das mit den Ladungsträgern im Substrat wechselwirken kann. In diesem Feld beschleunigte Elektronen induzieren Ströme, die das Potential der Welle reduzieren. Das hat eine Dämpfung  $\Gamma$  der Welle zur Folge. Ein anderer Effekt ist die durch die einsetzende „Versteifung“ (*piezoelectric stiffening*, siehe Seite 35) geringere Geschwindigkeit  $v_0 - \Delta v$  der Welle. Diese Veränderungen sind abhängig von der Leitfähigkeit des Halbleiters  $\sigma$  [89]:

$$\Gamma = \frac{\omega}{v_0} \frac{K_{\text{eff}}^2}{2} \frac{\omega_c/\omega}{1 + (\omega_c/\omega)^2} \quad (5.4)$$

$$\frac{\Delta v}{v_0} = \frac{K_{\text{eff}}^2}{2} \frac{\omega_c/\omega}{1 + (\omega_c/\omega)^2} \quad (5.5)$$

mit  $\omega$  der Kreisfrequenz der SAW und der Relaxationsfrequenz der Leitfähigkeit  $\omega_c = \sigma/(\epsilon_1 + \epsilon_2)$ , wobei  $\epsilon_1$  und  $\epsilon_2$  die dielektrischen Konstanten des Substrates und des darüber liegenden Halbraums sind. Die Dämpfung kann u. a. zur Abschätzung der Leistung der Welle in einer Entfernung  $x$  vom IDT nach einem Absorptionsgesetz  $I = I_0 \exp(-\Gamma x)$  verwendet werden; die Geschwindigkeit kann zur genauen Herstellung von Verzögerungsleitungen herangezogen werden. Ist  $\omega \ll \omega_c$  liegt der adiabatische Fall vor, bei dem die Elektronen relaxieren können und dadurch das piezoelektrische Feld abschirmen. Die größte Dämpfung und Versteifung wird für  $\omega \approx \omega_c$  erreicht, und für  $\omega \gg \omega_c$  hat das Feld keinen Einfluss (piezoelektrischer Isolator).

#### 5.3.1. Einfluss des 2DEG auf die Oberflächenwelle

Das zweidimensionale Elektronengas der Dicke  $d \ll \lambda_{\text{SAW}}$ , das innerhalb der Größenordnung der Wellenlänge (Abbildung 5.1) unterhalb [90] oder auf der Oberfläche [84] liegt, kann als eine leitende Schicht mit Leitfähigkeit  $\sigma_{\square}$  angenähert werden. Die Gleichung

## 5. Akustische Oberflächenwellen

chungen (5.4) und (5.5) ändern sich in diesem Fall entsprechend zu

$$\Gamma = k \frac{\omega}{v_0} \frac{K_{\text{eff}}^2}{2} \frac{\sigma_{\square}/\sigma_M}{1 + (\sigma_{\square}/\sigma_M)^2} \quad (5.6)$$

$$\frac{\Delta v}{v_0} = \frac{K_{\text{eff}}^2}{2} \frac{1}{1 + (\sigma_{\square}/\sigma_M)^2}. \quad (5.7)$$

$k$  ist die Wellenzahl ( $k = 2\pi/\lambda_{\text{SAW}}$ ) und  $\sigma_M = v_0(\epsilon_1 + \epsilon_2)$  die kritische Leitfähigkeit des Substrates. Das gilt für SAW-Frequenzen die klein sind im Vergleich mit der Relaxationsfrequenz und Wellenlängen kleiner der freien Weglänge der Elektronen. Die dünne Schicht des 2DEG hat also eine abschirmende Wirkung auf die Oberflächenwelle: Das elektrische Feld wird weitgehend aufgehoben und die zusätzlichen Beiträge zur Steifigkeit und die Ausbreitungsgeschwindigkeit werden kleiner. Ohne magnetisches Feld wird dieser Abschirmeffekt aufgehoben, wenn die Fläche der leitenden Schicht in die Größenordnung vom Bohr'schen Radius  $a_{\text{Bohr}} = 4\pi\epsilon\hbar^2/m_e e^2$  kommt ( $\epsilon$  ist die Dielektrizitätskonstante,  $m_e$  die effektive Masse der Elektronen).

### 5.3.2. Abhängigkeit der Dämpfung der SAW von der Frequenz der Oberflächenwelle

In [84] wurde gezeigt, dass die maximale Dämpfung der Oberflächenwelle  $\Gamma_{\text{max}}$  für zunehmende Frequenzen nichtlinear ansteigt. Dieser Sachverhalt hängt mit der immer kleiner werdenden Wellenlänge der Welle zusammen, da in der Größenordnung  $\lambda_{\text{SAW}} \approx$  freie Weglänge der Elektronen im 2DEG nichtlokale Effekte auftreten.

### 5.3.3. Einfluss des Deformationspotentials

Das Deformationspotential hat bei kleinen Frequenzen wie sie in der Arbeit verwendet werden geringen Einfluss auf das 2DEG und wird deshalb vernachlässigt. Erst ab etwa  $f = 50$  GHz ist die Stärke des Deformationspotentials vergleichbar mit der Stärke des Potentials der piezoelektrischen Kopplung [84].

Wie man aus den oben vorgestellten Wechselwirkungsmechanismen zwischen zweidimensionalen Elektronengas mit seiner hohen Leitfähigkeit und der sich auf der Oberfläche eines piezoelektrischen Materials ausbreitenden mechanischen Deformationswelle sehen kann, hat die leitende Schicht einen großen Einfluss auf die Welle. Nach [91] gilt auch der Umkehrschluss, wonach die Elektronen des 2DEG auch von der Welle beeinflusst werden. Diese Effekte sind von großer Bedeutung für die Transporteigenschaften durch die Nanostrukturen die im 2DEG eingepägt/ausgebildet sind. Sie werden akustoelektrisch genannt, da sie Begleiterscheinung der akustischen Oberflächenwelle sind. Das elektrische Feld der Welle bewegt sich mit ihrer Ausbreitungsgeschwindigkeit und verursacht Potentialminima in denen Elektronen des Elektronengases gefangen werden können. Diese Potentialtöpfe bewegen sich zusammen mit dem Feld und die Elektronen werden „mitgerissen“ – der Impuls der Welle wird auf die Elektronen übertragen. Die Potentialtöpfe wirken ab einer gewissen Größe ( $\lambda \approx 1 \mu\text{m}$ ) wie Quantenpunkte, d. h. die Energieniveaus der geführten Elektronen sind quantisiert. Dabei dominiert die Coulombabstoßung der Elektronen im so erzeugten Quantenpunkt seine Energiecharakteristik und begrenzt die Anzahl der Elektronen im

Potentialminimum. Von großer Wichtigkeit für diese Arbeit ist die Eigenschaft des piezoelektrischen Feldes mit dem Potenzial der Nanostrukturen zu superponieren, d. h. die sich bewegenden Potentialminima der SAW nehmen Einfluss auf das Potenzial der Strukturen. Kommt das Potentialminimum in Kontakt mit einem Elektronenreservoir, kann der Quantenpunkt ein Elektron aufnehmen oder abgeben, je nach der Lage der Energieniveaus zueinander. Die Potentialamplitude kann mit

$$\varphi_0 = \sqrt{\frac{P K_{\text{eff}}^2 \lambda_{\text{SAW}}}{\pi \epsilon_r v W}} \quad (5.8)$$

abgeschätzt werden.  $P$  ist die eingespeiste HF-Leistung,  $W$  die Apertur des IDTs und  $\epsilon_r$  die Dielektrizitätskonstante des Substrates. Soll man die effektive Amplitude im Kristall berechnen, muss die Abschwächung des Potentials in Abhängigkeit der Tiefe hinzugezogen werden:

$$\varphi = \varphi_0 F(\lambda, d). \quad (5.9)$$

$F(\lambda, d)$  kann aus Abbildung 5.1 abgelesen werden.

#### 5.3.4. Akustoelektrischer Strom in Abhängigkeit von der Temperatur

Bei Messungen ohne Magnetfeld wurde eine Abhängigkeit des akustoelektrischen Stromes von der Temperatur beobachtet. Das Maximum wurde dabei für verschiedene Beweglichkeiten der Elektronen im 2DEG für Temperaturen zwischen 40 K und 60 K gemessen. Diese Abhängigkeit wird mit der steigenden Dämpfung der Welle auf Grund der Streuung an Phononen des Substrats erklärt, was die Kopplung zwischen der Welle und 2DEG schwächt [92].

Wichtig ist hier anzumerken, dass es aufgrund der eingespeisten Leistung am IDT zur lokalen Erwärmung kommen kann, insbesondere für Frequenzen im GHz-Bereich, was durch entsprechende Kühlung verhindert werden sollte. Daneben gibt es noch eine Erwärmung der Elektronen des 2DEGs, typischerweise um wenige K. Eine Untersuchung zu diesem Effekt wurde theoretisch in [93] und experimentell von [94] durchgeführt.

#### 5.3.5. Akustoelektrischer Strom in Abhängigkeit der Gatespannung

Wird in einem zweidimensionalen Elektronengas die Bewegung auf eine Richtung eingeschränkt (siehe Abschnitt 3) und die Breite des 1D-Kanals durch die Gatespannung geregelt, entstehen Oszillationen deren Minima mit den Plateaus der Leitfähigkeit übereinstimmen. Das ist ein unerwarteter Effekt, da bei einem 1D-Kanal die Leitfähigkeit in Abhängigkeit von der Gatespannung quantisierte Plateaus zeigt. Die Erklärung mit Hilfe eines ballistischen Modells liefert [95]. Demnach wird von der Welle an das Elektron der Impuls

$$p = m_e v - \frac{\hbar k}{2} \quad (5.10)$$

übertragen. Hier ist  $v$  die Ausbreitungsgeschwindigkeit,  $k$  die Wellenzahl der Welle und  $m_e$  die effektive Masse der Elektronen. Der Impulsübertrag bestimmt die Elektronen, die an dieser Wechselwirkung teilnehmen können: es sind die Elektronen, die auf Subbändern innerhalb des thermischen Bereiches von  $\hbar v k$  um die Fermi-Energie oder für  $\hbar v k \ll k_B T$ , also in der thermischen Verbreitung der Fermikante liegen. Diese Elektronen sind „langsam“

## 5. Akustische Oberflächenwellen

und ihre Geschwindigkeit ist mit der Ausbreitungsgeschwindigkeit vergleichbar [96]. Ist das letzte Subband nicht besetzt und die SAW-Amplitude hoch, tritt ein quantisierter akustoelektrischer Strom auf, der von der Frequenz  $f$  der SAW abhängig ist

$$I = nef \quad (5.11)$$

$n$  gibt die Anzahl der Elektronen die mit jedem Zyklus durch das Kanal bewegt werden an. Das ballistische Modell liefert auch eine Abschneidefrequenz

$$f_g = \frac{m_e v^2}{\pi \hbar} \quad (5.12)$$

unterhalb der sich ein akustischer Strom nicht ausbilden kann. Für GaAs ist  $f_g = 1,53$  GHz [86]. Das Vorhandensein solcher Ströme unterhalb von  $f_g$ , wie in [97] mit  $f = 0,73$  GHz oder von [96] nachgewiesen, wird u. a. durch in dem 1D-Kanal enthaltenen Störpotentiale [98] erklärt.

Des Weiteren wird das elektrische Feld der Welle von vorhandenen leitenden Flächen, wie z. B. einem Top Gate, bis zu einer Tiefe von ca.  $d \approx \lambda/2$  [99] kurzgeschlossen. Eine Untersuchung liefert [100].

Ein interessantes Experiment lieferte [101] in dem die Anteile des akustoelektrischen Stromes und eines entgegenlaufenden Bias-Stromes durch einen Quantenpunktkontakt separat betrachtet wurden. Eine theoretische Untersuchung der Potentiallandschaft im QPK unter Anwesenheit von akustischen Oberflächenwellen wurde von [102] untersucht.

### 5.3.6. Einfluss der Störstellen auf die Oberflächenwelle

Störstellen verursachen Potentiale, die mit dem Potential der Oberflächenwelle superponieren können und die eine gleichmäßige Ausbreitung der Welle hemmen. In der ballistischen Betrachtung bieten die Störpotentiale für die Elektronen, die mit der SAW mitgeführt werden, eine Möglichkeit zu streuen und liefern so zusätzliche „Streupartner“ für die Impulserhaltung nach Gleichung (5.10), so dass auch unterhalb der Abschneidefrequenz  $f_g$  ein akustoelektrischer Strom entsteht [98]. Die Störstellen sind eines der Probleme bei Herstellung von symmetrischen Nanostrukturen.

### 5.3.7. Gleichrichtungseffekte

Die Gleichrichtungseffekte der SAW werden von [96] mit den Effekten verglichen, die bei Einkopplung von Lasersignalen im fernen Infrarot an einen Quantenpunktkontakt entstehen [103] und die durch Nichtlinearitäten der  $I$ - $V$ -Charakteristik der Kontakte erklärt werden. Die Gleichrichtung des akustoelektrischen Stromes in einem 1D-Kanal wird durch das Brechen der Symmetrie des Kanals auf Grund der räumlichen Inhomogenität des SAW-begleitenden elektrischen Feldes verursacht [96]. Eine andere Erklärung liefert [104], wonach es zu Übergängen zwischen transmittierenden und reflektierenden Zuständen kommen kann weswegen die Transmissionswahrscheinlichkeit sehr stark variieren kann.

## 5.4. Akustische Oberflächenwelle als Elektronenpumpe durch einen Quantenpunkt

Durch die Eigenschaft der Welle mit anderen elektrischen Potentialen zu superponieren ergibt sich eine wichtige Interaktion zwischen der SAW und einem Quantenpunkt, die

anhand der Abbildung 5.4 erklärt wird. Die Voraussetzung ist, dass die Wellenlänge der SAW ca. doppelt so groß ist wie die laterale Ausdehnung des Quantenpunktes. Die Welle kommt am Quantenpunkt an und moduliert die Tunnelbarrieren periodisch derart, so dass zu einem bestimmten Zeitpunkt im Zyklus die Barriere zwischen dem Source-Kontakt und dem Quantenpunkt durch das Minimum des SAW begleitenden elektrischen Feldes gesenkt wird. Dadurch erhöht sich die Wahrscheinlichkeit für ein Elektron im Source-Kontakt in den Quantenpunkt zu tunneln. Zur gleichen Zeit wird die Barriere zwischen dem Quantenpunkt und Drain-Kontakt erhöht, wodurch die Tunnelwahrscheinlichkeit stark abnimmt. In dieser Phase (a) in Abbildung 5.4 kann ein Elektron von links nach rechts tunneln. Hat sich die Welle um eine halbe Wellenlänge weiter bewegt, ist die Situation umgekehrt: die linke Barriere (Source – Quantenpunkt) ist hoch und die rechte (Quantenpunkt – Drain) niedrig und das sich im Quantenpunkt befindende Elektron kann in das Drain-Reservoir tunneln. Legt man noch eine kleine Source-Drain-Spannung an, kann durch die Verschiebung der chemischen Potenziale beider Kontakte eine Vorzugsrichtung der Tunnelprozesse vorgegeben werden. Zusätzlich wird durch die Bewegungsrichtung der SAW für die in den Potentialminima der Welle mitgeführten Elektronen ebenfalls eine Stromrichtung, die des akustoelektrischen Stromes, vorgegeben. Nach [105] werden vor allem die Elektronen der untersten Niveaus des bewegten Minimums an dem Stromtransport teilnehmen, die auf den höheren Niveaus besitzen hohe Wahrscheinlichkeit das SAW-Minimum aufgrund der Superposition mit dem Quantenpunkt zu verlassen. Der Prozess des Transportes von Elektronen, die sich in Minima der SAW-Potentiale durch Nanostrukturen bewegen wurde sowohl theoretisch [93] wie auch experimentell [106] untersucht. Mit Hilfe solcher „Pumpen“ kann ein sehr präziser Stromnormal, wie schon im Kapitel 4.2.2 angemerkt, realisiert werden. Dabei wird dieser Strom durch die Anzahl der in einem Potentialminimum geführten Elektronen  $n$  mit der Anzahl der Minima, also der Frequenz der akustischen Oberflächenwelle  $f$ , nach  $I = nef$  erzeugt.  $e$  ist hierbei die Elektronenladung und wie man erkennen kann ist der Strombetrag mit  $fe$  quantisiert. Die Abweichungen von idealen Werten sind vor allem auf das Rücktunneln des Elektrons in den Source-Kontakt beim Eintritt des Potentialminimums der Oberflächenwelle samt des Elektrons [107] in den Quantenpunkt zurückzuführen. Die Qualität der Quantisierung in Abhängigkeit von der SAW-Leistung und der strukturformierenden Gatespannung des Quantenpunktes wird vor allem durch die Elektron-Elektron-Wechselwirkung im Quantenpunkt und dadurch entstandenen Energiecharakteristik des Quantenpunkts sowie den Rücktunnelprozessen bestimmt [108]. Diese Art von Elektronenpumpen wurden durch [109–112] realisiert. Theoretisch wird das adiabatische Pumpen von Elektronen in [113, 114] beschrieben, insbesondere mittels akustischer Oberflächenwellen [113, 115].

Obwohl seit einiger Zeit untersucht, ist das Verhältnis des akustoelektrischen Stromes zum Rauschen weiterhin nicht befriedigend, um den gesuchten Stromnormal zu etablieren. Die Abhilfe könnte die Steigerung des Stromes, erreicht entweder durch höhere Frequenzen der Oberflächenwellen oder dem Einsatz mehrerer paralleler Strukturen, oder Verbesserung der Steigung des Plateaus für  $I = nef$  und Reduzierung des Rauschen, schaffen. Während der erste Zugang die Verbesserung der Probenprozessierung in den Fokus stellt wird der zweite durch die Weiterentwicklung des Probendesigns erreicht. So wird z. B. die Steigung des Quantierungsplateaus durch gegeneinander ausgerichtet IDTs und Variation der Amplitude und Phase zwischen beiden Oberflächenwellen erreicht [116].

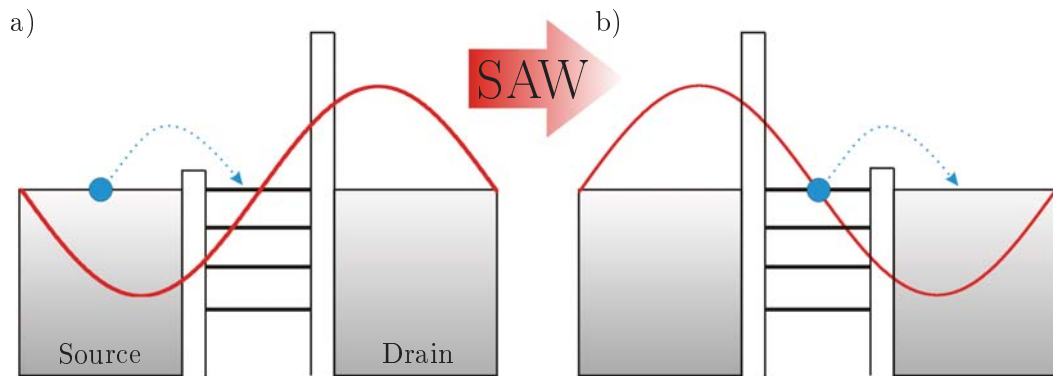


Abbildung 5.4.: Eine SAW-Elektronenpumpe mit einem Quantenpunkt. An dem Quantenpunkt ankommende Oberflächenwelle superponiert mit den ausgebildeten Barrieren: a) das Minimum des von der SAW erzeugten elektrischen Feldes senkt die linke Barriere und Elektronen können leichter vom Source-Reservoir in den Quantenpunkt tunneln b) eine halbe Periode später ist die linke Barriere durch das SAW-Potential erhöht und die rechte Barriere gesenkt, so dass die Tunnelwahrscheinlichkeiten nach rechts überwiegen und das Elektron aus dem Quantenpunkt in das Drain-Reservoir tunnelt. Während des gesamten Vorgangs ist  $V_{SD} = \mu_1 - \mu_2 = 0$ . Die Richtung der SAW sowie deren Potential für beide Fälle ist eingezeichnet. Nach [109]

Teil II.

## Probenherstellung und Messmethoden





## 6. Probenherstellung

*Every block of stone has a statue inside it  
and it is the task of the sculptor to discover it.*

Michelangelo

Dieses Kapitel beschreibt die Entstehung einer Probe – von der ersten Reinigung des Wafers – bis hin zum messfertigen Anbringen an die Messapparatur. Der gesamte Herstellungsprozess verläuft in über 60 Schritten, die meisten davon unter Reinraumbedingungen, und dauert bis zu zehn Arbeitstagen. Da das Wafermaterial auf wenige  $\text{cm}^2$  beschränkt war, mussten viele Schritte zuvor am Bulkmaterial getestet und geübt werden. Einige dieser Schritte wurden speziell für diese Arbeit entwickelt, z.B. die Positionierung der Top Gates auf der geätzten Struktur. Aus diesem Grund nimmt die Probenherstellung einen großen Teil des Umfangs dieser Arbeit ein.

### 6.1. Probennomenklatur

Im Verlauf der Arbeit wurde mehrere Proben hergestellt. Dabei variierte sowohl das verwendete Material, die enthaltenen Strukturen wie auch die Zielsetzung der Probe. Um die Proben unterscheiden zu können wurde jeder Probe ein eindeutiger Name zugeordnet.

Bei der Auswahl der Namen stand die Prägnanz an der obersten Stelle. Der Probenname sollte möglichst kurz sein jedoch die wichtigsten Informationen wie Material und aufgebrauchte Struktur preisgeben. Im Wesentlichen bestand der Name aus der Bezeichnung des Wafers (laut der Angabe des Herstellers), einer fortlaufenden Nummer sowie – falls die Probe in einzelne Mesae gebrochen wurde – der Position der Mesa auf der Ursprungsprobe von links nach rechts. Die Zusammenfassung der Namensyntax wird in der Abbildung 6.1 dargestellt.

Bei Proben, die vom Standarddesign der Mesa abweichen, wie z.B. Hallbar oder Proben für Ätztests, werden gesondert benannt und können der Tabelle 6.1 entnommen werden.

### 6.2. Probenmaterial

Im Verlauf der Arbeit wurde, abhängig vom Zweck, unterschiedliches Wafermaterial verwendet. Für die Herstellungstests bot sich u. a. GaAs-Bulkmaterial oder Schichtstrukturen an, die Wachstumsfehler aufwiesen. Für die zu untersuchende Proben hingegen wurden Stücke eines einzigen Wafers benutzt auf den im Folgenden noch näher eingegangen wird. Der Wafer mit der Bezeichnung 12121 wurde am Lehrstuhl für Angewandte Festkörperphysik der Ruhr-Universität Bochum unter der Leitung von Prof. Andreas D. Wieck an

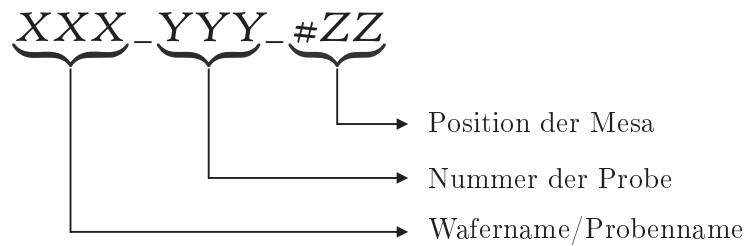


Abbildung 6.1.: Probenname

Name	Erklärung	Anwendung
12121	Wafer für „scharfe“ Proben	Quantenpunkte
HB	immer aus Wafer 12121	Hallbar mit 1d-Kanälen
iGaAs	i=bel. Zusatz	Bulkmaterial für Tests
AeTest	Ae=Ä-	Proben für Ätztests
GateTest	Gate=Top Gates	Proben für Tests mit Top Gates
IDT	Interdigitale Schallwandler	Testproben für IDTs
SDesign	Sample Design	Testproben für vollständige Proben
HPWF	High Precision Write Field	Testproben zur Positionierung der Top Gates
SDesign	Sample Design	Testproben für vollständige Proben

Tabelle 6.1.: Abkürzungen des Suffixes im Probennamen

einer MBE-Anlage hergestellt. Der Aufbau der gewachsenen Schichten ist in Abbildung 6.2 grafisch dargestellt. Die Kristallorientierung ist (100), die Beweglichkeit der Elektronen  $\mu_s$  beträgt ca.  $517 \cdot 10^3 \text{ cm}^2/\text{Vs}$  und die Anzahl der Ladungsträger  $n_s$  ist  $3,95 \cdot 10^{11} \text{ cm}^{-2}$  im unbeleuchteten Zustand bei 4,2 K. Einige physikalisch wichtige Größen für das 2DEG sind in der Tabelle 6.2 zu finden. Das Wachstumsprotokoll des Herstellers wurde im Anhang A beigefügt.

## 6.3. Probenherstellung

Im Folgenden werden die einzelnen Prozessschritte bei der Probenherstellung beschrieben. Die Abbildung 6.3 zeigt grafisch die Herstellung einer exemplarischen Probe. Das vollständige „Rezept“ befindet sich im Anhang B.

### 6.3.1. Wafervorbereitung

Aus einem Wafer wird ein Stück mit Maßen ca. 10x5 mm mit Hilfe des eigens zu diesem Zweck gebauten manuellen Waferritzers heraus gebrochen. Das Probestück wird auf der Rückseite (nicht polierte Seite) mit einer fortlaufenden hexadezimalen Zahl markiert (eingeritzt) und der Nomenklatur entsprechend Unterkapitel 7.1 benannt.

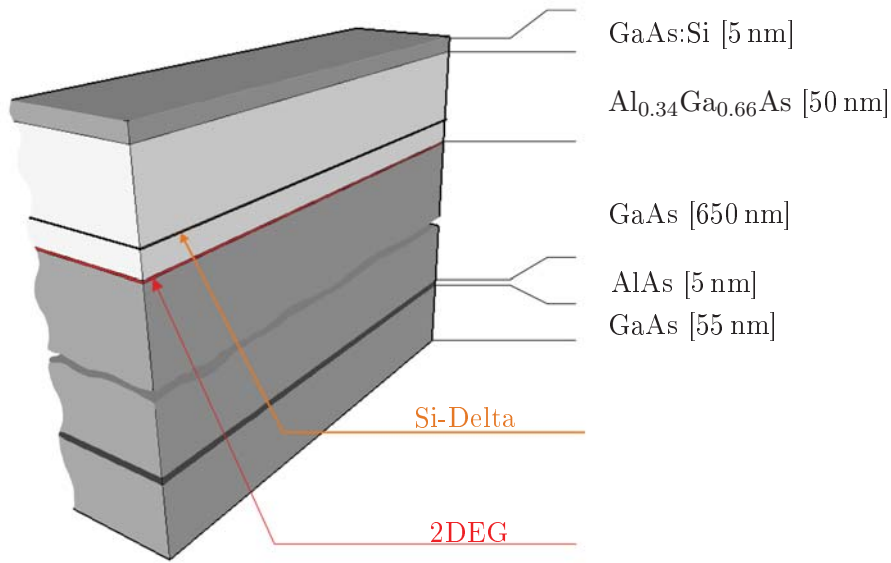


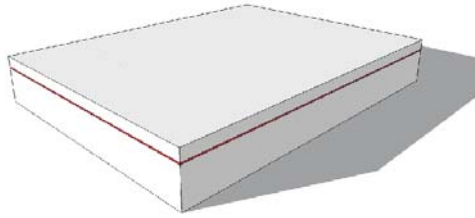
Abbildung 6.2.: Aufbau des verwendeten Wafers 12121. Die Angaben in eckigen Klammern geben die Dicken der jeweiligen Schicht an, die Skizze ist nicht maßstabsgetreu.

Größe	Symbol und Formel	Wert und Einheiten
Zustandsdichte	$\rho(E) = \frac{m_e}{2\pi\hbar^2}$	$2,8 \cdot 10^{10} \text{ 1/cm}^2 \text{ meV}$
Zustandsabstand	$\Delta(E) = \frac{1}{\rho(E)}$	$3,57 \mu\text{m}^2 \text{ meV}$
Fermi-Wellenzahl	$k_F = \sqrt{2\pi n_s}$	$158 \cdot 10^6 \text{ 1/m}$
Fermi-Energie	$E_F = \frac{(\hbar k_F)^2}{2m_e}$	$14,2 \text{ meV}$
Fermi-Geschwindigkeit	$v_F = \frac{\hbar k_F}{m_e}$	$27,3 \cdot 10^3 \text{ m/s}$
mittlere Stoßzeit	$\tau = \frac{m_e}{\mu_s}$	$20 \text{ ps}$
mittlere freie Weglänge	$l = v_F \tau$	$5,5 \mu\text{m}$
Zyklotron-Radius	$r_B = \frac{\hbar k_F}{eB}$	$104 \frac{1}{\text{B}} \text{ nmT}$
Bohr-Radius	$a_{\text{Bohr}} = \frac{4\pi\epsilon\hbar^2}{m_e e^2}$	$10,3 \text{ nm}$

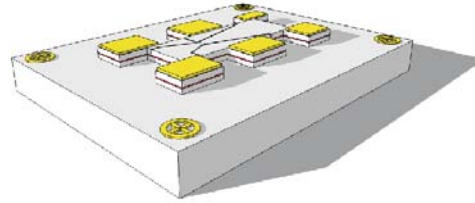
Tabelle 6.2.: Wichtige physikalische Größen für das zweidimensionale Elektronengas im Wafer 12121 bei 4,2 K im unbeleuchteten Zustand; nach [117]. Legende:  $\hbar$  Plancksches Wirkungsquantum,  $m_e$  effektive Masse der Elektronen,  $eV$  Elektronenvolt,  $e$  Elementarladung,  $\epsilon$  dielektrische Konstante,  $n_s$  Anzahl der Ladungsträger,  $\mu_s$  Beweglichkeit der Elektronen.

## 6. Probenherstellung

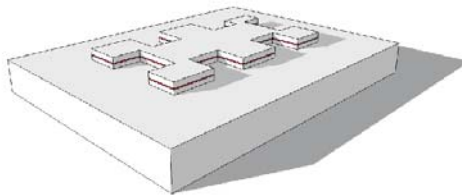
a) Probe herausbrechen, reinigen



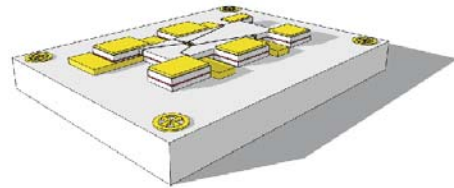
e) Ätzen der Nanostruktur



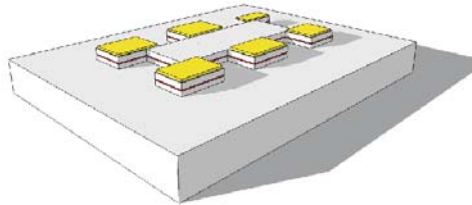
b) Ätzen der Mesa



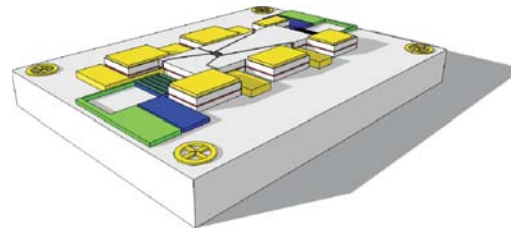
f) Aufdampfen der Top Gates



c) Aufdampfen und Einlegieren Ohmscher Kontakte



g) Aufdampfen der IDTs



d) Aufdampfen der Marker

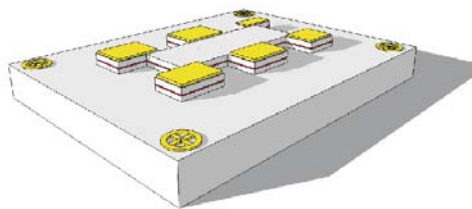


Abbildung 6.3.: Skizzenhafte Darstellung einzelner Prozessschritte bei der Probenherstellung. Das 2DEG ist in den Skizzen als eine dünne rote Schicht eingezeichnet. Die Schritte sind im Text genauer erläutert. Skizze nicht maßstabsgetreu.

### Probenreinigung

Das Reinigen wird während der Herstellungsprozesse wiederholt durchgeführt, um Staubpartikel und/oder Reste von Chemikalien (Lacke, Entwickler, Ätzlösungen) von der zu behandelnden Oberfläche zu entfernen. Dabei führt man, je nach Bedarf, einen oder mehrere der im Folgenden aufgeführten Schritte durch:

- Um Partikel zu entfernen verwendet man ein Ultraschallbad mit Aceton als Lösungsmittel. Zu verwenden sind im Normalfall kleinere Leistungen um die Probe nicht zu zerstören. Dauer etwa 5 min. Die Probe muss anschließend mit Isopropanol gespült werden um Acetonschlieren zu vermeiden.
- Zur Entfernung der Lack-/Chemikalienreste wird die Probe für längere Zeit (eine halbe bis mehrere Stunden) im Acetonbad behandelt, bei Bedarf auch kochend (Heizplatte, maximal 56 °C). Auch hier folgt Spülung mit Isopropanol.
- Vor dem Aufbringen des Lacks für Ätzlithografie muss zunächst die Oxidschicht auf der Oberfläche entfernt werden um ein Unterätzen des Lacks zu verhindern. Die Probe wird in eine Ätzlösung aus Schwefelsäure und Reinstwasser ( $\text{H}_2\text{SO}_4:\text{H}_2\text{O}$ ) im Verhältnis 1:240 für 60 s eingetaucht, mit Reinstwasser gestoppt und auf der Heizplatte bei 160 °C für 15 min getrocknet.
- Nach dem Entwickeln des Lacks (nur PMMA für Elektronenlithografie) werden die eventuellen Lackreste in einer Plasmaätzanlage (*LabAsh*) im Sauerstoffplasma ( $p = 500 \text{ mTorr}$ ,  $P = 200 \text{ Watt}$  und  $t = 18 \text{ s}$ ) entfernt.
- Um die nach dem Entwickeln auf der Probenoberfläche entstandene Oxidschicht, die das nass-chemische Ätzen hemmt und die Haftung zwischen Substrat und aufgedampfter Oberfläche verringert, zu entfernen wird die Probe unmittelbar vor der Weiterbehandlung in eine verdünnte HCl-Lösung für 15 s eingetaucht und mit Reinstwasser gestoppt.

#### 6.3.2. Optische Lithografie

Die Mesastruktur und die ohmschen Kontakte werden mittels optischer Lithografie hergestellt. Das Verfahren basiert auf Belichtung eines optisch sensitiven Lacks (hier S1813 der Firma Shipley) mit Hilfe eines sog. Maskaligners (SüssMicroTech). Dabei wird die zuvor präparierte Maske aus Spezialglas und mit Chrombeschichtung auf einer der Seiten aus der die gewünschte Mesa-/Ohmsche Kontakte-Struktur geätzt wurde auf die belackte Oberfläche der Probe gepresst. Die im Maskaligner eingebaute Quecksilberdampflampe liefert Licht mit der nötigen Intensität und Wellenlänge im UV-Bereich, das durch die chromfreien Stellen der Maske in den Lack eindringt und dessen chemische Struktur verändert. Da es sich um Positivlack handelt, wird die Löslichkeit der belichteten Stellen größer und die belichteten Bereiche können mit geeignetem Lösungsmittel (hier E351 von Rohm & Haas) gelöst werden und der Zugang zur Probenoberfläche wird frei.

Die Grenzen der hier verwendeten optischen Lithografie liegen aufgrund von Beugungseffekten, der Unzulänglichkeiten des optischen Aufbaus und der Maske sowie vor allem der Auflösungsgrenze nach Abbe bei ca. 1  $\mu\text{m}$ . Kleinere Strukturen müssen aufwändig mittels Elektronenschreiber (s. nachfolgende Unterkapitel) belichtet werden.

### 6.3.3. Elektronenstrahlolithografie

Für Strukturen unterhalb der lateralen Ausdehnung von  $1\mu\text{m}$  versagt die optische Lithografie in Standardausführung. Diese Einschränkung verlangt für die Herstellung von Leiterbahnen, Top Gates, Ätzgraben und IDTs, die alle deutlich kleiner sind, nach einer anderen Methode. In dieser Arbeit wurde Elektronenstrahlolithografie mit dem Raith 150 System angewandt um Strukturen dieser Größenordnung auf der Probe aufzubringen. Das Prinzip ist der optischen Lithografie sehr ähnlich: auf die Probe wird ein Lack aufgebracht dessen Löslichkeit durch das Bestrahlen mit Elektronen verändert wird. Ein gebündelter Elektronenstrahl wird durch eine Elektronenkathode eines Raster Elektronen Mikroskops erzeugt und mittels Ablenkelektronik innerhalb eines Schreibfeldes (*Writefield*) auf der Probe positioniert. Die zu schreibenden Muster (entsprechen der Maske bei optischer Lithografie) werden mit einem CAD-Programm erstellt und in Befehle zur Strahlablenkung umgewandelt. Mit kleiner werdendem Schreibfeld steigt die Schreibgenauigkeit. Ist das Muster jedoch größer als das Schreibfeld, muss der komplette Probenbereich (*Stage*) bewegt werden. Das geschieht mit Hilfe von präzisen Schrittmotoren und Laserinterferometern. Das Problem das dabei auftreten kann ist sog. Stitchingfehler, bei dem das belichtete Muster am Übergang zwischen zwei Schreibfeldern versetzt ist. Diesem Problem kann man mittels präzisen Writefeldalignments entgegenwirken oder die Größe des Writefields an die Mustergröße anpassen.

Ähnlich wie bei optisch sensitiven Lacken kann man zwischen positiven und negativen Lacken unterscheiden, die ihre Löslichkeit nach dem Bestrahlen erhöhen bzw. senken. Ein Effekt, der bei der optischen Lithografie keine Rolle spielt jedoch bei Elektronenstrahlolithografie große Auswirkungen hat ist der sog. Proximity-Effekt. Hierbei wird der Lack nicht nur durch die vom Elektronenstrahl kommenden Elektronen belichtet sondern auch von Elektronen die den Lack durchdringen und am Substrat rückgestreut werden. Diese Elektronen verbreitern die Ausdehnung der belichteten Stelle erheblich was vor allem bei Strukturen, die für das nass-chemische Ätzen belichtet werden sehr störend ist. Der Effekt kann durch Anpassen der Belichtungsdosis, der Beschleunigungsspannung an der Kathode und des Designs des Musters minimiert werden.

Eine weitere Herausforderung besteht darin, die einzelne Schritte räumlich aufeinander anzupassen: die geätzte Nanostruktur muss innerhalb der Mesa ausgerichtet, die Topgates präzise auf der Nanostruktur aufgebracht werden. Auch die IDTs müssen möglichst nah der Mesa positioniert werden wobei die Nanostruktur innerhalb des Schallpfades liegen muss. Die größte Herausforderung hierbei ist die Positionierung der Topgates auf der Nanostruktur – ca. 100-150 nm breite Topgates müssen möglichst symmetrisch auf den Tunnelkanälen liegen. Übertragen der Größenordnungen auf uns vertraute Maßstäbe entspricht das dem Versuch ein Streichholz auf der Fläche eines Fußballstadions zu finden und ein zweites möglichst exakt auf diesem abzulegen. Die eigens entwickelte Methode für die Positionierung wird jetzt vorgestellt.

#### Positionierung der Top Gates

Die Schwierigkeit bei der Positionierung der Top Gates entsteht aus zwei Ursachen. Zum Ersten die Ungenauigkeit der Stage des Elektronenschreibers und zum Zweiten müssen zwei Koordinatensysteme, das der Probe auf der Stage und das des CAD-Musters, zu einander in Relation gesetzt werden. Dadurch kann man mittels Positionen im Muster

direkt die entsprechenden Stellen auf der Probe anfahren. Diesen Problemen wurde auf folgende Weise begegnet:

- Nachdem die Ohmschen Kontakte hergestellt und getestet wurden wird die Probe an markanten Stellen wie Probenkanten oder der Mesa mit Hilfe der Bilderaufnahmefunktion in das CAD-Muster eingelesen.
- Markerstrukturen in der unmittelbaren Nähe zu jeder Mesa werden belichtet und aufgedampft. An diesen Markern wird jeder nachfolgende Schritt der am Elektronenstrahlschreiber über 3-Punkte Koordinatensystem ausgerichtet. Dieses Vorgehen stellt sicher, dass die beiden Koordinatensysteme übereinstimmen. Mit Hilfe der Marker kann man jeden Punkt auf der Probe mit einer Genauigkeit von ca.  $2\text{ }\mu\text{m}$  durch alleinige Angabe der Koordinaten anfahren. Das stellt sicher, dass sich der gesuchte Punkt innerhalb eines  $25\text{ }\mu\text{m}$ -Schreibfeldes befindet und leicht gefunden werden kann.
- Vier (oder mehr) markante Punkte der geätzten Struktur, die möglichst weit auseinander liegen, werden angefahren und mit Bild ins CAD-Muster eingelesen (mit  $25\text{ }\mu\text{m}$ -Schreibfeld). Die Bildqualität muss vorher ermittelt werden: das Ziel ist es eine Auflösung zu finden, die die Struktur erkennen lässt, aber den Lack nicht durchbelichtet.
- Die Nanostrukturen haben eine laterale Ausdehnung von bis zu  $3\text{ }\mu\text{m}$  und passen somit sehr gut innerhalb eines  $25\text{ }\mu\text{m}$ -Schreibfeldes. Dieses Schreibfeld wird anhand der Koordinaten direkt angefahren, dabei ist die geätzte Nanostruktur genau in der Mitte. Von diesem Schreibfeld wird jetzt ein Bild mit einer zuvor ermittelten Bildqualität erstellt.
- Anhand dieser Bilder wird jetzt die Ätzstruktur im CAD-Muster an den markanten Stellen der aufgenommenen Bilder ausgerichtet. Jetzt kann die CAD-Struktur der Top Gates genau angepasst werden.
- Im ersten Schritt werden nur die Abschnitte innerhalb des Schreibfeldes mit der Nanostruktur bis an die Schreibfeldgrenzen geschrieben. Dabei darf die Stage aufgrund möglicher Stitchingfehler nicht bewegt werden. Diese resultieren aus den Abweichungen aufgrund der Ungenauigkeiten des Stageinterferometers.
- Im zweiten Schritt werden die größeren Zuleitungen zwischen Bondpads und Top Gates geschrieben. Hier gibt es kaum Schwierigkeiten, da die Zuleitungen über  $500\text{ nm}$  breit sind und mit den bereits im mittleren Schreibfeld mit der Struktur geschriebenen Zuleitungen überlappen können.

Abbildung 6.4 zeigt die aufgedampften Leiterbahnen die nach der oben beschriebenen Methode positioniert wurden. Das obere Bild zeigt die Verbindungsstelle zwischen den breiten Leitungen die von einem Bondpad führen mit den dünnen Leitungen. Im unteren Bild ist die Überlappung dieser Leitungen mit den Top Gates, wenige  $\mu\text{m}$  von der Nanostruktur entfernt.

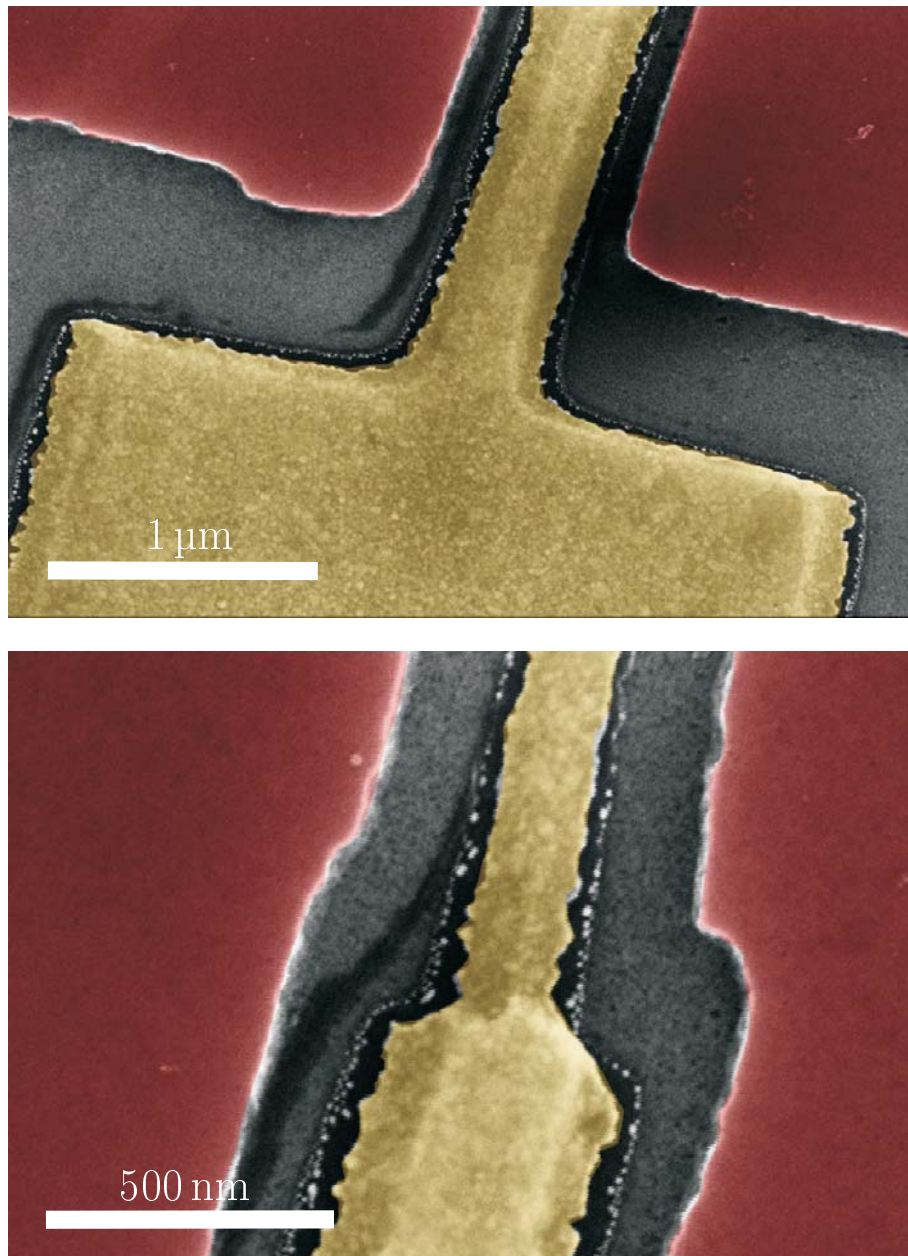


Abbildung 6.4.: Ein REM-Scan der Leiterbahnen innerhalb der Ätzgraben auf der Probe 12121\_7\_#4. Um die Durchbruchspannung, siehe Seite 9.2.1, zwischen den Top Gates und den Side Gates zu erhöhen, wurden mittels der oben beschriebenen Positionierung der Top Gates deren Zuleitungen und die Top Gates innerhalb der Ätzgraben abgeschieden. Das obere Bild zeigt die Überlappung der dünnen Leitungen mit den breiten, die zum Bondpand führen wohingegen das untere Bild die Stelle zeigt an der diese Zuleitungen mit den Top Gates nahe der geätzten Nanostruktur treffen. Gelb eingezeichnet sind die metallischen Top Gates bzw. Leiterbahnen, Rot symbolisiert die Bereiche mit 2DEG.



## 6.4. Nass-chemisches Ätzen

Nass-chemisches Ätzen bietet eine sehr einfache und kostengünstige Alternative um sowohl die relativ großen Mesae wie auch die Nanostrukturen im  $\mu\text{m}$ -Bereich herzustellen. Im Rahmen dieser Arbeit wurde wiederholt auf Ätzen mit eigens hergestellter Ätzlösung aus ortho-Phosphorsäure ( $\text{H}_3\text{PO}_4$ ), Wasserstoffperoxid ( $\text{H}_2\text{O}_2$ ) und Reinstwasser im Verhältnis 1:1:40 in Anlehnung an [22, 118, 119] zurückgegriffen. Diese Lösung ist chemisch sehr stabil und behält in Zeiträumen von mehreren Monaten die ermittelte Ätzrate bei. Im Verlauf der Arbeit wurden Ätzraten zwischen 1,4 und 1,7 nm/s für GaAs/AlGaAs bestimmt, die ein sehr präzises und zudem schnelles Ätzen sowohl der Mesa wie auch der Nanostrukturen ermöglicht. Nach jedem erneuten Ansetzen der Lösung muss die Ätzrate allerdings neu bestimmt werden.

Während für das Mesa sog. *deep etching*, also das Ätzen unterhalb des 2DEGs verwendet wurde zeigte *shallow etching* beim Ätzen der Nanostrukturen bessere Ergebnisse. Beim shallow etching wird nur bis zu der Tiefe unterhalb der  $\delta$ -Dotierung, also beim verwendeten Wafer 12121 in einer Tiefe von 35-55 nm geätzt, was mit der durchschnittlichen Ätzrate der Ätzlösung gut zu kontrollieren ist. Durch das Wegätzen der positiven Donatoren kann sich das zweidimensionale Elektronengas nicht ausbilden. Die besseren experimentellen Erfahrungen von shallow etching zeigen sich vor allem in kleineren Leckströmen zwischen Top Gates und den Side Gates bzw. Source oder Drain. Des Weiteren wird die Streuung der Elektronen an den Kanten der Ätzgraben reduziert, da zum einen das Einschnürpotential durch das Beseitigen der Donatoren der  $\delta$ -Dotierung gleichmäßiger ist und zum anderen an den Ätzkanten festgesetzte Ladungen sowie durch den Ätzprozess verursachte Kristallfehler größeren Abstand zum 2DEG haben als bei deep etching. Zudem bleibt die hohe Mobilität der Elektronen weitgehend erhalten, da diese nach [120] mit der zunehmenden Äztiefe abnimmt. Ein Vergleich des Einschlusspotentials eines Nanodrahtes zwischen shallow und deep etching bei unterschiedlichen Äztiefen wurde in [121] geliefert. Eine theoretische Betrachtung des Potentials im Quantenpunktkontakt wird in [122] behandelt.

Die Äztiefe wurde anhand DEKTAK-Messungen verifiziert. Während die Messung der Äztiefe an der Mesa-Kante keine Probleme bereitet und sehr einfach mit Hilfe eines DEKTAKS bestimmt werden kann, sind die Ätzgraben der Nanostrukturen jedoch zu klein für die DEKTAK-Nadel und es muss auf eine indirekte Methode ausgewichen werden. Dabei misst man die Tiefe der Gräben mit einem AFM (*Atomic Force Microscope*) und vergleicht diese Werte mit einer DEKTAK-Messung an einem neben der Struktur platziertem Ätz-Messfeld. Nachdem bei mehreren Vergleichsmessungen fast identische Werte (Abweichung ca. 4 nm) ermittelt wurden, hat man im späteren Verlauf zur Kontrolle nur die schnelle DEKTAK-Messung am Messfeld durchgeführt. Abbildung 6.5 zeigt ein AFM-Scan einer Testprobe (SDesign\_5\_3) an welcher vergleichende Messungen durchgeführt wurden. Die am DEKTAK gemessene Äztiefe des Testfeldes betrug 66 nm.

## 6.5. Thermisches Aufdampfen

Ein anderer Prozessschritt der Probenherstellung ist das Aufbringen von Metallen (Leiterbahnen, Top Gates, IDTs) oder Metalllegierungen (Ohmsche Kontakte) auf die Probenoberfläche. In der vorliegenden Arbeit wurde dafür eine Methode verwendet bei der die Stoffe direkt auf die Probe aufgedampft werden (*vakuum deposition*) und wird hier kurz

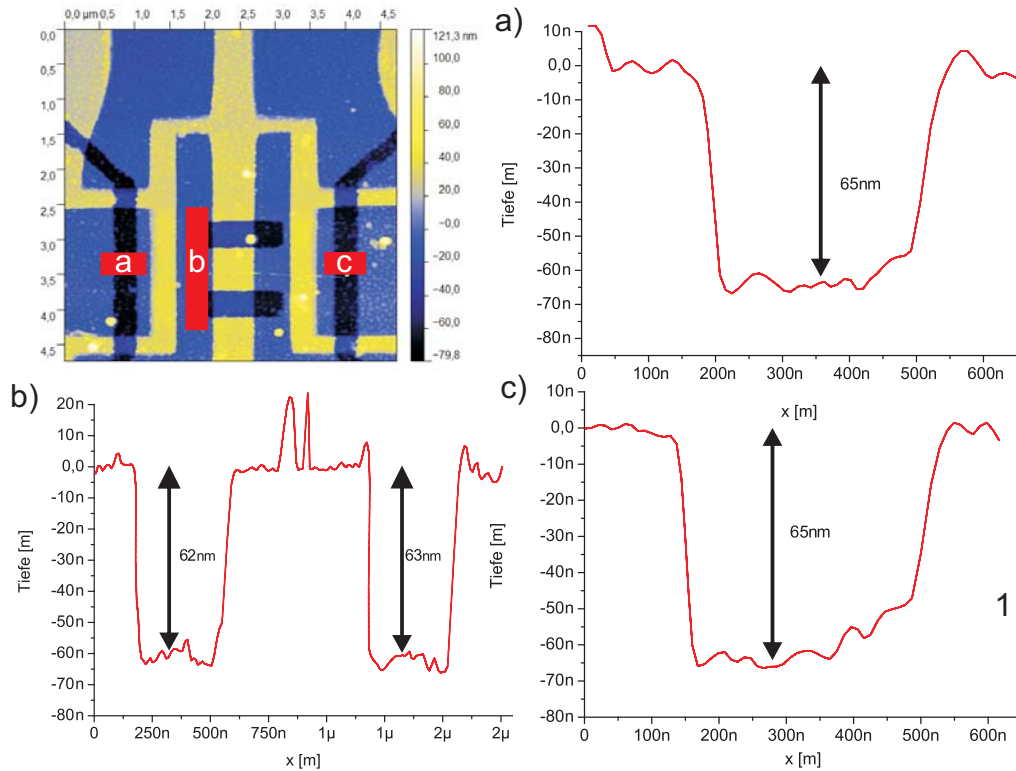


Abbildung 6.5.: AFM-Aufnahme von Teststruktur SDesign\_5\_3 mit eingezeichneten Strecken für die Testmessung der Tiefenprofile der Ätzgraben. Die Vergleichsmessung mit DEK-TAK ergab 66 nm beim benachbarten Testfeld.

vorgestellt. Die zuvor belackte und entwickelte Probe wird in eine Vakuumkammer eingebaut. Die aufzubringenden Stoffe werden beim Erreichen des nötigen Drucks (üblicherweise  $1 \cdot 10^{-6}$  mbar) geschmolzen, entweder durch Erhitzen in einem stromführenden Wolfram-Schiffchen oder mittels eines fokussierten Elektronenstrahls. Die in Gasphase übergangene Atome bewegen sich annähernd linear und ein gewisser Anteil erreicht die Probe, kühlt ab und lagert sich auf der Oberfläche ab. Die Qualität der Schicht hängt von der Reinheit des Materials, dem Vakuum, der Aufdampftrate sowie Oberfläche ab. Die für diese Arbeit hergestellten Schichten wurden bei einer Aufdampftrate von ca. 0,1 nm/s aus hochreinen Metallen hergestellt. Für Leiterbahnen und Top Gates wurde Gold, für IDTs Aluminium mit einer Schichtdicke von jeweils 60 nm verwendet. Als Haftvermittler werden 5 nm Titan zwischen Substrat und Metall aufgedampft.

Die metallisierten Lackreste werden im sog. Lift-Off-Prozess von der Probe beseitigt, üblicherweise durch Eintauchen der Probe in Aceton (auch möglich NMP oder PG-Remover) und einer kurzer Behandlung im Ultraschall.

### Optimierung der Schichthöhe der Topgates

Im Vorfeld wurde an Testproben die Schichthöhe der Top Gates getestet. Das Ziel war elektrisch leitende und unterbrechungsfreie Top Gates auch über die Ätzkanten hinweg herzustellen. Bei der Testprobe aus Abbildung 6.6 betrug die Äztiefe 60 nm ebenso die

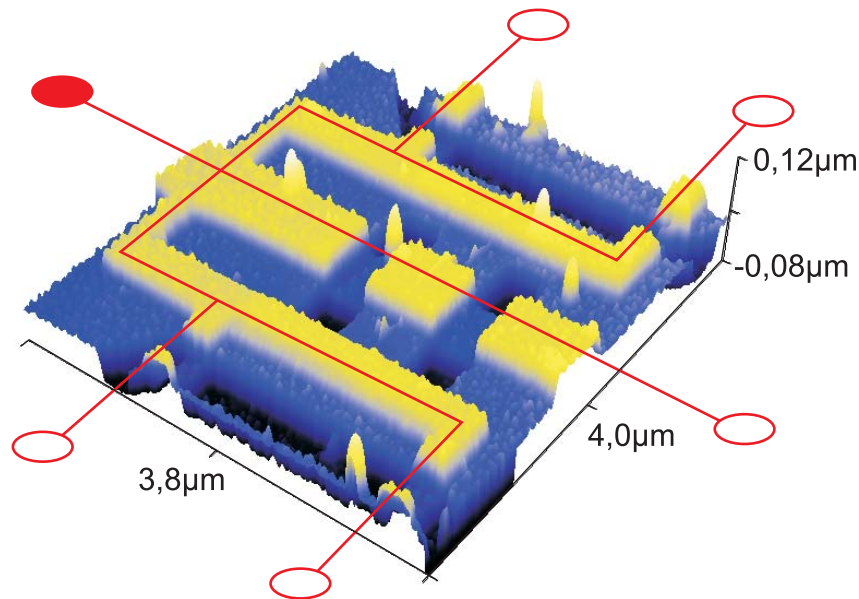


Abbildung 6.6.: AFM-Aufnahme von Teststruktur SDesign\_5\_3. Rote Linien markieren den Verlauf der Topgates. Der elektrische Widerstand wurde zwischen den Anschlüssen – repräsentiert durch ausgefüllte und leere Kreise – gemessen.

Dicke der Goldschicht für die Top Gates. Die Messungen haben ergeben, dass eine Schichtdicke, die der Kantentiefe entspricht eine zusammenhängende und elektrisch leitende Leiterbahn ergibt. Dieses Ergebnis wurde für die Herstellung der Leiterbahnen und Top Gates durchgehend verwendet.

## 6.6. Ohmsche Kontakte

Um den Elektronentransport durch die Nanostrukturen zu ermöglichen, ist es notwendig eine Kontaktierung zwischen dem zweidimensionalen Elektronengas und den Bondpads, die eine Schnittstelle zwischen der Probe und dem Messaufbau bilden, herzustellen. Die elektrischen Anforderungen an diese Verbindungsstelle sind klar formuliert: möglichst kleiner ohmscher Widerstand der im untersuchten Bereich linear verläuft. Die theoretischen Überlegungen dazu wurden im Kapitel 2.4 bereits vorgestellt, auf die Prozessierung bei der Probenherstellung soll jetzt genauer eingegangen werden.

Die Vorgehensweise orientiert sich an [83]. Dort wurde das erste Mal versucht, eine eutektische Legierung aus Gold, Germanium und Nickel zur Herstellung hoch qualitativer Ohmscher Kontakte zu verwenden. Die Legierung enthielt folgende Zusammensetzung (in Gewichtsprozent): Au 79,2; Ge 10,8; Ni 10,0 mit einem Reinheitsgrad von 99,95 %<sup>1</sup>. Die

<sup>1</sup>bezogen von der Firma Sindlhauser Materials GmbH

Legierung wird auf die zuvor mittels optischer Lithografie belichtete und entwickelte Probe thermisch aufgedampft. Dabei ist es wichtig, dass das Material restlos verdampft wird damit es in stöchiometrischer Zusammensetzung auf das Substrat übertragen wird. Anschließend muss das aufgedampfte Material einlegiert werden was, in einem elektrisch beheiztem Ofen unter Schutzgas vollzogen wird. Dabei diffundiert Ge in das Substrat ein und dotiert den Bereich knapp oberhalb der 2DEG-Schicht.

Um den Prozess im Hinblick auf die o. g. Anforderungen zu optimieren, wurde von Oskar Klier unter meiner Anleitung eine Bachelorarbeit [123] am Lehrstuhl für Experimentalphysik 1 angefertigt. Die Ergebnisse dieser Arbeit sollen jetzt vorgestellt werden.

### 6.6.1. Optimierung der Herstellungsparameter von Ohmschen Kontakten.

Die Zielsetzung der Arbeit war die Qualität der Ohmschen Kontakte in Abhängigkeit von der Menge des aufgedampften Materials, der Einlegierungstemperatur und Einlegierungszeit zu untersuchen.

#### Verwendetes Material, Probendesign und -herstellung

Für die Arbeit wurde Wafermaterial mit der Bezeichnung 11188 verwendet<sup>2</sup>. Die Heterostruktur enthält das zweidimensionale Gas in einer Tiefe von 70 nm.

Für die optische Lithografie wurden eigene Masken hergestellt, wie sie in Abbildung 6.7 zu sehen sind. Die Masken enthalten eine Matrix von 16 identischen Spalten und drei Reihen mit der Länge von jeweils 250, 500 und 1000  $\mu\text{m}$ .

Die Mesa wird nass-chemisch unterhalb von 2DEG auf ca. 100 nm geätzt, und die eutektische AuGeNi-Legierung wurde aufgedampft. Es wurden sechs Proben hergestellt die paarweise mit 0,3 g, 0,5 g bzw. 0,7 g (bis zum vollständigen Verdampfen des Materials) bedampft wurden. Die Schichtdicke, die nach dem Lift-Off bestimmt wurde, ergab 71, 130 bzw. 150 nm für die jeweilige Materialmenge. Die Mesae werden mit dem Waferritzer in einzelne Stücke gebrochen und unter verschiedenen Parametern einlegiert (500, 550 und 600 °C und 1 bzw. 3 min). Einige wenige Measa sind beim Brechen oder anderen Prozessschritten zerstört worden.

#### Messanordnung

Die Messung des elektrischen Widerstandes wird nach dem 4-Punkte-Messprinzip durchgeführt, wobei die Stromleitungen an den äußeren (*source*), die Spannungsleitungen an den inneren (*sense*) Kontakten gelegt werden. Dazu wird ein Spitzenmessplatz benutzt, da ein Bonden der insgesamt fast 1000 Kontakte zu aufwändig wäre. Aus diesem Grund wurden alle Messungen bei Raumtemperatur durchgeführt. Jede einzelne Mesa wird zwei mal gemessen, auf den linken und rechten Kontakten. Die Messungen werden gespeichert und die Datei nach folgendem Muster benannt:

Materialmenge\_Probennummer\_Mesnummer\_Meslänge\_Seite.

Dabei könne die einzelnen Felder folgende Werte annehmen:

- Materialmenge: 3, 5 oder 7 für 0,3, 0,5 und 0,7 g

---

<sup>2</sup>Das Material wurde am Lehrstuhl für Angewandte Festkörperphysik der Ruhr-Universität Bochum unter der Leitung von Prof. Andreas D. Wieck hergestellt

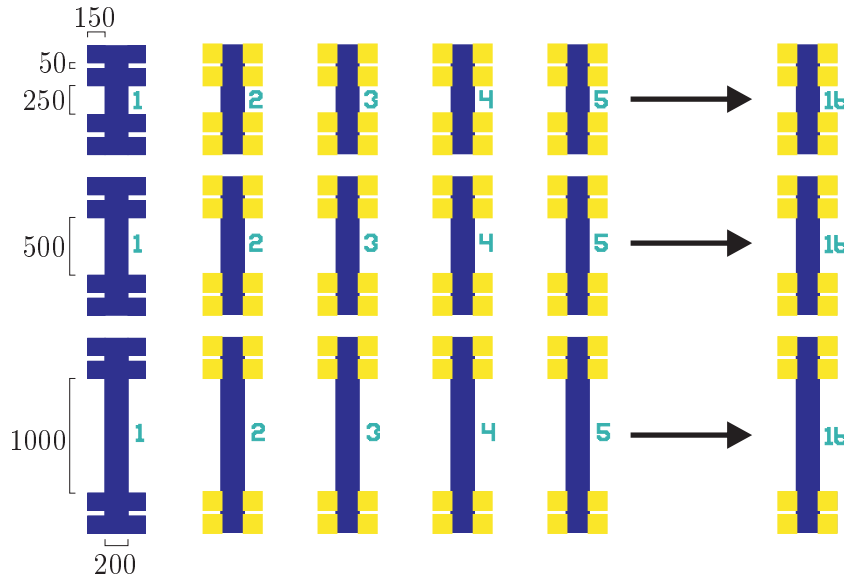


Abbildung 6.7.: Layout der verwendeten Masken die zur Optimierung der Parameter der Ohmschen Kontakte verwendet wurden. Blau zeigt die Maske für die Mesastruktur, gelb die für Ohmsche Kontakte. Die Maske enthält 16 identische Strukturen nebeneinander mit drei Reihen von unterschiedlicher Mesalänge. Die Bemaßung ist in Mikrometer angegeben.

- Probennummer: 1 oder 2
- Mesanummer zwischen 01 und 16
- Mesalänge mit kurz, mittel und lang für 250, 500 und 1000  $\mu\text{m}$
- Seite: linke oder rechte Seite

### Unlegierte Proben

Die Proben zeigen sehr unterschiedliches Bild. Zunächst wird ein typisches Verhalten eines Schottky-Kontaktes erwartet, was in einigen Messungen auch bestätigt wurde. Der Unterschied in der Qualität der aufgedampften Schicht zeigt sich durch ausgeprägte Asymmetrie des Kurvenverlaufes vieler Kontaktpaare: der unterschiedlichen Durchbruchsspannung und dem Stromanstieg. Einige Messungen zeigen jedoch entweder gar keinen Stromfluss (im Bereich von  $\pm 16\text{ V}$ ) oder einen Durchbruch in nur eine Richtung. Bei Messungen, die den erwarteten Verlauf, also Schottky-Verhalten auf beiden Seiten gezeigt haben, wurde die Spannungsbreite  $\Delta V$  als Summe beider abgeschätzten Durchbruchsspannungen bestimmt, siehe Abbildung 6.8(d). Diese Werte sollen mit den später einlegierten Kontakten verglichen werden. Der Anteil an Proben, die dieses Verhalten zeigt, liegt bei 38 %. Beispiele der angesprochen Messungen zeigt Abbildung 6.8. Viele Messungen zeigen beim Wechsel der Polarität der angelegten Spannung  $V$  einen starken Stromsprung, der im Bereich der von einigen  $\mu\text{A}$  liegt und mit dem Gesamtstrom nicht skaliert, Abbildung 6.8(a). Dieses Verhalten lässt sich probenseitig nicht erklären und wird als Messfehler des Messaufbaus (Messgerät, Spitzenmessplatz, Kontaktierung) angesehen und vernachlässigt.

## 6. Probenherstellung

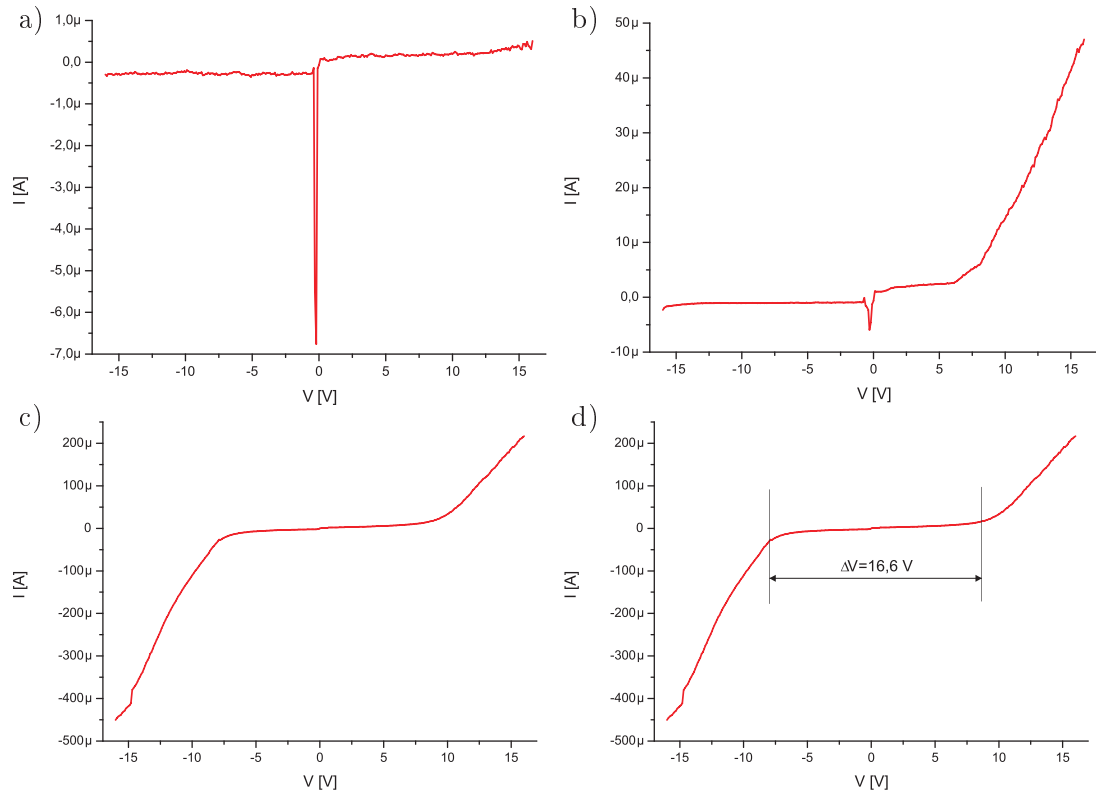


Abbildung 6.8.: Beispiele für Widerstandsmessungen von unlegierten Ohmschen Kontakten. a) Keine Stromleitung b) einseitiges Schottky-Verhalten c) erwartetes Verhalten mit Schottky-Barrieren für beide Spannungsrichtungen d) die selbe Messung; markiert ist die Spannungsbreite  $\Delta V$  die als Qualitätsmerkmal für die hergestellten Kontakte vor dem Einlegieren herangezogen wurde. In a) und b) ist der im Text erwähnte Stromsprung zu sehen, der ein Fehler des Messaufbaus zu sein scheint.

### Einlegieren

Die physikalischen Prozesse, die hinter der Entstehung von Ohmschen Kontakten durch Einlegieren des AuGeNi-Eutektikums ins GaAs vermutet werden sind im theoretischen Teil der Arbeit im Kapitel 2.4 erklärt worden. Die zu untersuchenden Einlegierparameter wie Zeit und Temperatur werden in diesem Arbeitsschritt variiert und ihr Einfluss auf die Güte der entstanden Kontakte untersucht.

Der Einlegierungsprozess findet statt im speziell dafür im Rahmen einer Masterarbeit von Simone Maisch gebauten Einlegierungsöfen [124]. Der Ofen erlaubt eine manuelle Temperaturregelung im Vakuum oder unter  $N_2$ - bzw. Formiergasatmosphäre. Um den Prozess für jede Probe möglichst vergleichbar zu machen wurden folgende Prozessschritte festgelegt:

1. Probe mittig auf dem Heizschiffchen ablegen
2. Kammer 60 s lang evakuieren
3. Kammer 60 s bei 0,2 bar mit  $N_2$  spülen
4. Kammer mit Formiergas fluten und über den gesamten Prozess bei konstant 0,1 bar spülen

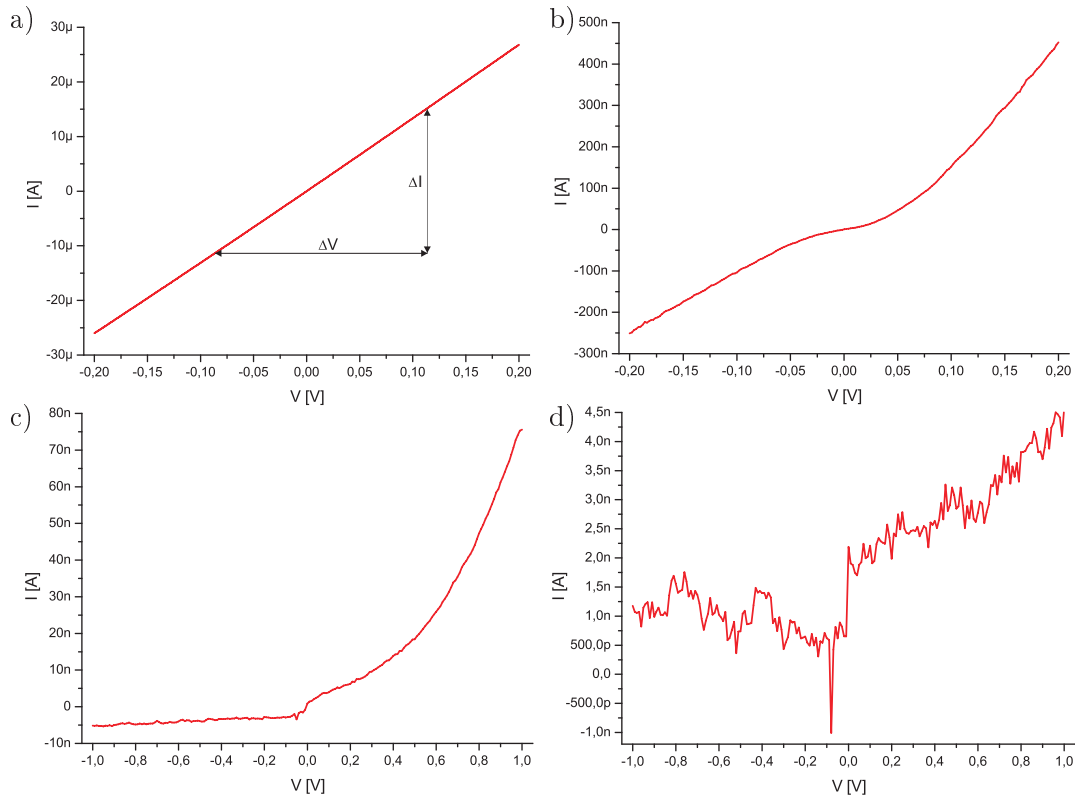


Abbildung 6.9.: Beispiele für Widerstandsmessungen von einlegierten Ohmschen Kontakten. a) gute Kontakte. Beide Kontakte zeigen ein gutes ohmsches Verhalten und der Widerstand  $R_{ges}$  kann aus  $\Delta V$  und  $\Delta I$  nach Ohmschen Gesetz berechnet werden b) Schottky-Verhalten c) einseitiges Schottky-Verhalten. Solche Messungen deuten darauf hin, dass nur einer der Kontakte ohm'sch ist. d) keine der Kontakte zeigte ein ohmsches Verhalten. Für die Auswertung wurden nur Kontakte aus a) verwendet.

5. die Sollempertemperatur wird innerhalb von 60 s eingestellt und für die Einlegierungsdauer möglichst konstant gehalten
6. der Heizstrom wird innerhalb von 15 s auf Null runter geregelt

### Einlegierte Proben

Die Proben werden einzeln, wie im nicht einlegierten Fall, gemessen. Da der Widerstand der Ohmschen Kontakte deutlich kleiner sein muss, und auch der Arbeitsbereich der Spannung bei Proben für den Einzelelektronentransport im Bereich von mV liegt, wird eine Spannung von  $\pm 200$  mV für 500 und 550 °C bzw.  $\pm 1$  V für 600 °C angelegt. Die höhere Spannung ergab sich aus der Tatsache, dass der Widerstand der Ohmschen Kontakte für 600 °C viel größer war im Vergleich zu den niedrigeren Temperaturen und somit nur schwieriger zu messende Ströme liefern würde.

Die aufgenommenen Kurven werden nach dem Stromverhalten in zwei Gruppen eingeteilt: die, welche ein ohmsches Verhalten, d. h. einen linearen Verlauf, zeigen und welche

## 6. Probenherstellung

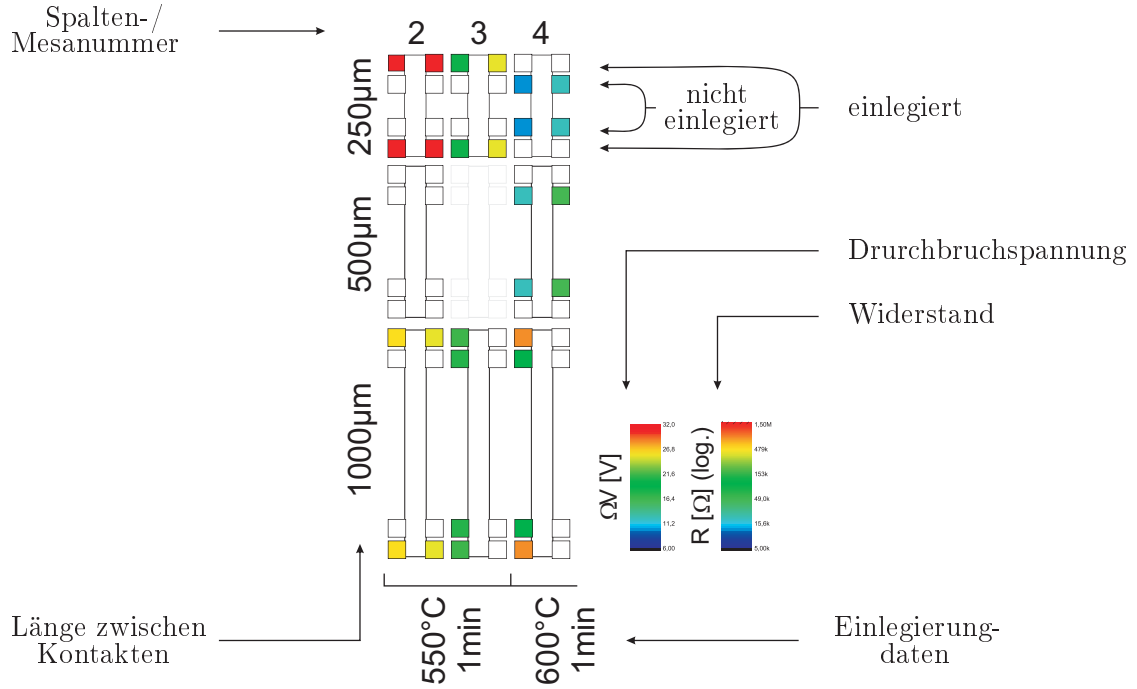


Abbildung 6.10.: Ausschnitt aus einer Übersicht für eine Probe zur Optimierung der Herstellungsparameter von Ohmschen Kontakten, hier Probe 7g\_3. Die äußeren Kontakte zeigen Widerstand für einlegierte Kontakte, die inneren die nötige Durchbruchspannungen vor dem Einlegieren. Die Farbskala zeigt entsprechenden Wertverlauf, weiße Felder bedeuten, dass eine Messung nicht das erwartete Verhalten zeigte und graue Mesae wurden nicht gemessen da sie beim Prozess unbrauchbar oder gar zerstört wurden.

die entweder gar keinen Strom oder nicht lineares Verhalten aufweisen. Die Abbildung 6.9 zeigt das typische Verhalten von einlegierten Proben bei Messung des Widerstands am Spitzenmessplatz. Die Proben, die kein ohmsches Verhalten zeigen, werden für die weitere Auswertung vernachlässigt, an die mit linearem Verhalten wird eine Gerade angefitet und die Steigung bestimmt. Diese entspricht dem Leitwert der Probe durch die Ohmschen Kontakte. Der Widerstand  $R_{ges}$  setzt sich zusammen aus seriell geschalteten Widerständen der beiden Ohmschen Kontakte  $R_{OC}$  und des Leitungswiderstandes des zweidimensionalen Elektronengases  $R_{2DEG}$ .

$$R_{ges} = R_{OC} + R_{2DEG} \quad (6.1)$$

Der Widerstand der Zuleitungen (BNC-Kabel von ca. 1m Länge) wird hier komplett vernachlässigt.

Beide Messreihen, vor und nach dem Einlegieren, werden grafisch aufgearbeitet und auf ein Probenschema farblich aufgetragen. Abbildung 6.10 zeigt einen Ausschnitt aus solchem Schema. Dabei bedeuten Farben im Blauen kleinere Durchbruch-/oder Kontaktwiderstände. Die vollständigen Schemata sind im Anhang B zu finden.

Was man aus den Diagrammen sofort erkennen kann, ist die Tatsache, dass es anscheinend



keinen Zusammenhang zwischen „guten“ Kontakten vor dem Einlegieren, d.h. kleineren Durchbruchspannungen, und niedrigem Widerstand der Ohmschen Kontakte nach dem Einlegieren gibt. Es wurde beobachtet, dass Kontaktpads, die keinen Durchbruch zeigten (weißes Feld) sehr gut ausgebildete Ohmsche Kontakte ergaben (z.B. l5g\_1\_8) und umgekehrt – wo aus Kontakten mit kleinen Durchbruchspannungen nach dem Einlegieren schlechte Ohmsche Kontakte erzeugt wurden (l7g\_1\_12). Somit lässt sich aus dem Verhalten von nicht behandelten Kontakten keine Aussage über die Qualität der Kontakte nach dem Einlegieren treffen.

Um die einzelnen Komponenten des Gesamtwiderstands abzuschätzen, werden spaltenweise Mesae ausgesucht, die große Leitfähigkeiten ausweisen. Aus dem gemessenen Widerstand für die drei Mesalängen kann eine lineare Anfittung der Widerstände für unterschiedlichen Längen der Mesa  $x$  mit der Funktion

$$R(x) = R_{OC} + r_{2DEG} \cdot x \quad (6.2)$$

vorgenommen werden. Als Achsenabschnitt ergibt sich dann die Summe aus beiden Kontaktwiderständen  $R_{OC}$  und die Steigung ergibt den Widerstand des 2DEGS  $r_{2DEG}$  in Abhängigkeit von der 2DEG-Länge pro  $1\text{ }\mu\text{m}$ . Die meisten und verlässlichsten Werte lieferte dabei die Probe 7\_2 bei der fünf Mease (von 01 bis 05) ausgewertet werden konnten. Das Ergebnis betrug dabei

$$\begin{aligned} R_{OC} &= (1,7 \pm 1,2) \text{ k}\Omega \\ r_{2DEG} &= (12,6 \pm 0,6) \Omega/\mu\text{m}. \end{aligned}$$

Mit  $r_{2DEG}$  können alle gemessenen Kontakte in Vergleich gesetzt werden, da man jetzt den Widerstand des 2DEGs  $R_{2DEG}$  – berechnet aus der Länge der Mesa – vom Gesamtwiderstand  $R_{ges}$  subtrahieren kann. Als Ergebnis erscheint der Widerstand beider Kontakte  $R_{OC}$ . Das Resultat kann man in Abbildung 6.11 sehen. Die Kontaktwiderstände wurden dabei gegen die Einlegierungstempartur bzw. -zeit aufgetragen. Wie man sofort erkennen kann, sind niedrige Widerstände besonders häufig für die Parameter von  $500\text{ }^\circ\text{C}$  Einlegierungstempartur bzw. 1 min Einlegierungszeit ausgeprägt. Deswegen werden diese Werte für die Probenherstellung im Verlauf dieser Arbeit als Standardwerte gewählt und haben sich als sehr gut herausgestellt.

Der Widerstand des 2DEGs und der Ohmschen Kontakte ist zwar temperaturabhängig, alle Kontaktwiderstände jedoch, unabhängig von der verwendeten Parametern, sollten sich beim Abkühlen auf die Messtemperatur ( $4,2$  bzw.  $1,5\text{ K}$ ) ähnlich verhalten. Deswegen wird auf eine Messung im Tieftemperaturbereich verzichtet. Im weiteren werden jedoch Referenzproben mit Hallbar (HB\_3 und HB\_4, siehe 6.6.1) aus dem Wafer 12121, der auch für die Messproben verwendet wurde, gefertigt um deren  $r_{2DEG}$  für Raumtemperatur und die Messtemperaturen zu bestimmen.

### Referenzproben für Ohmsche Kontakte

Die Untersuchung der Herstellungsparameter für Ohmsche Kontakte im vergangen Unterkapitel erfolgte am Wafermaterial 11188 und ist nur bedingt auf die gemessenen Proben aus dem Wafer 12121 übertragbar. Um den mittleren Kontaktwiderstand  $R_{OC}$  und den längenabhängigen Widerstand des 2DEGs  $r_{2DEG}$  zu bestimmen wurden mehrere Referenzproben

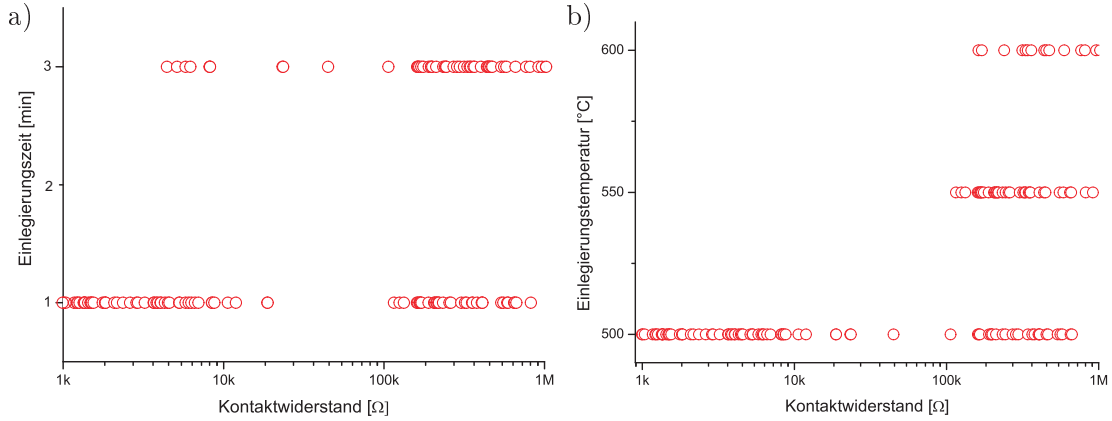


Abbildung 6.11.: Widerstand der Ohmschen Kontakte (a) vs. Einlegierungstemperatur und (b) v. Einlegierungszeit.

erstellt. Der Herstellungsprozess verläuft hier analog wie oben beschrieben. Dabei wurde 602 mg von AuGeNi vollständig verdampft und bei 500 °C zwei mal für jeweils 30 s unter Formiergas einlegiert. Vor, zwischen und nach den Einlegierungsschritten wurden unter dem Lichtmikroskop Aufnahmen der Kontakte gemacht, da schon das äußere Erscheinungsbild einen ersten Hinweis auf die Qualität der Kontaktwiderstände liefert. Beispielhaft für die drei Proben sind diese Aufnahmen für die Probe HB\_4\_I in Abbildung 6.12 zu sehen. So erscheint die Oberfläche bei unbehandelten Kontakten glänzend und homogen. Nach dem ersten Einlegierungsschritt von 30 s entstehen unregelmäßige Muster, die sich scheinbar zu Domänen entwickeln sowie mikroskopische dunkle Körnern, die zwar zufällig aber weiterhin homogen verteilt sind. Dieses Verhalten wurde auch schon in [83] beobachtet und beschrieben. Auf die genaue Untersuchung, z.B. mittels TEM, EDAX oder chemischen Analyse wurde aus Zeitgründen verzichtet. Man kann jedoch vermuten, dass beim Einlegierungsprozess das Gold-Germanium-Gemisch unter der Temperatureinwirkung in flüssige Phase übergeht und teilweise mit der Halbleiteroberfläche verschmilzt. Es lagert sich vorwiegend an den sauberen, nicht oxidierten Stellen der Oberfläche an, an deren der Schmelzprozess beginnt. Die dunklen Körner könnten an die Oberfläche diffundierte Gallium-Verbindungen sein [125]. Dieser Trend setzt sich nach dem zweiten Einlegierungsschritt von nochmaligen 30 s fort. Elektronische Messungen am Spitzenmessplatz zwischen den Schritten zeigt, dass sich der Widerstand  $R_{ges}$  nur nach den ersten 30 s signifikant ändert, der zweite Einlegierungsschritt keine nennenswerte Verbesserung mehr mit sich bringt.

Die drei Referenzproben mit Hallbars (HB\_4\_I, HB\_3\_unvoll, HB\_3\_voll) werden auf einen Chipcarrier aufgeklebt und je ein Mesa an allen zwölf Kontakten gebondet. Als erstes werden die Mesae bei Raumtemperatur und später im Kryostat bei 1,5 K, der Messtemperatur, gemessen. Dabei wird der Widerstand  $R_{ges}$  zwischen Kontakt 1 und den übrigen elf Kontakten gemessen und zwar in zwei Spannungsbereichen:  $\pm 0,1$  V und  $\pm 200$   $\mu$ V. Der zweite Bereich wird bei späteren Messungen verwendet und hat daher besondere Bedeutung.  $R_{ges}$  wird gegen den Abstand zwischen den Kontakten aufgetragen und mit einer Linearfunktion  $R(x) = R_{OC} + r_{2DEG} \cdot x$  gefittet. Als Mittelwerte und Standardabweichungen ergaben sich

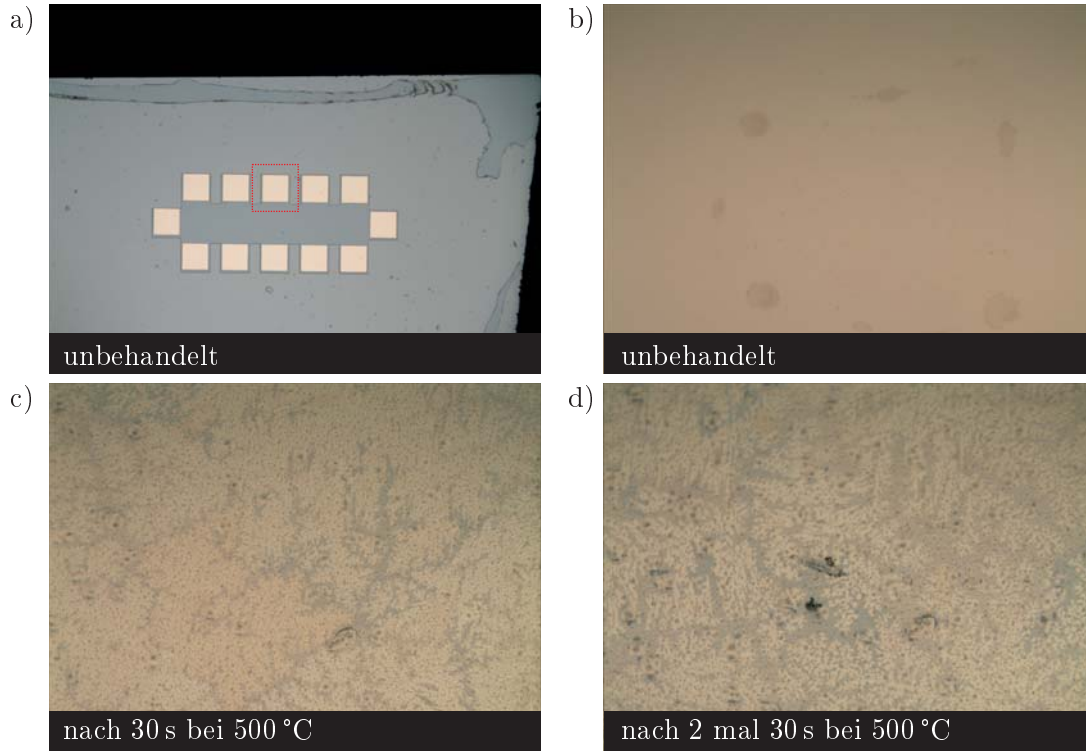


Abbildung 6.12.: Lichtmikroskopaufnahmen von Ohmschen Kontakten an der Referenzprobe HB\_4\_I im Verlauf des Einlegierungsprozesses. a) Übersichtsaufnahme der Mesa I vor dem Einlegierungsprozess (2 mal 30 s bei 500 °C). Rotes Viereck markiert den Kontakt 4, der im Detail in b) c) und d) fotografiert wurde. b) vor dem Einlegieren c) nach 30 s d) nach weiteren 30 s. Die Aufnahmen bei b) c) und d) wurden mit 100-facher Vergrößerung erstellt.

- bei Raumtemperatur

$$\begin{aligned}
 R_{OC\pm 0,1V} &= (1,10 \pm 0,08) \text{ k}\Omega \\
 r_{2DEG\pm 0,1V} &= (3,64 \pm 0,06) \Omega/\mu\text{m} \\
 R_{OC\pm 200\mu V} &= (1,05 \pm 0,10) \text{ k}\Omega \\
 r_{2DEG\pm 200\mu V} &= (3,58 \pm 0,08) \Omega/\mu\text{m}
 \end{aligned}$$

- bei 1,5 K

$$\begin{aligned}
 R_{OC\pm 0,1V} &= (77 \pm 5) \Omega \\
 r_{2DEG\pm 0,1V} &= (0,110 \pm 0,003) \Omega/\mu\text{m} \\
 R_{OC\pm 200\mu V} &= (76 \pm 6) \Omega \\
 r_{2DEG\pm 200\mu V} &= (0,108 \pm 0,004) \Omega/\mu\text{m}
 \end{aligned}$$

Es ist ersichtlich, dass die Temperatur sehr großen Einfluss auf die Widerstandswerte hat.  $R_{OC}$  ist bei Tieftemperatur zwei Größenordnungen, der spezifische Widerstand  $r_{2DEG}$  eine

Größenordnung kleiner. Der Messbereich (hier  $\pm 0,1$  V bzw.  $\pm 200$  mV) dagegen spielt, wenn überhaupt, eine geringe Rolle: beide Mittelwerte sind fast identisch und liegen innerhalb der Standardabweichung für den jeweils anderen Messbereich. Diese Werte werden im weiteren Verlauf der Arbeit die Abschätzung der Widerstände innerhalb der untersuchten Nanostrukturen erlauben, da sie zu diesen im Ersatzschaltbild in Serie addiert werden.

### 6.7. Interdigitale Schallwandler

Die interdigitalen Schallwandler werden, ähnlich den Topgates, mittels Elektronenstrahl-lithografie auf einer mit PMMA (zwei Schichten mit 500k und 950k) belackten Probe belichtet. Die Positionierung erfolgt anhand der zuvor aufgedampften Marker. Die belichtete Probe wird entwickelt und mit 5 nm Ti und 50 nm Al bedampft. Aluminium ist leichter als das für die Top Gates verwendete Gold und verursacht deswegen eine kleinere Dämpfung der akustischen Oberflächenwelle als es für Gold der Fall wäre. Das führt zu einer besseren Ausnutzung des eingespeisten Hochfrequenzsignals. Aus diesem Grund wird dieser Schritt separat von der Top Gates-Herstellung, die aus Gold bestehen, durchgeführt. Aluminium hat jedoch einen Nachteil – seine starke Tendenz zur Bildung von Aluminiumoxid an der Luft. Für Lift Off wird bei den Schallwandlern anstatt Aceton ein anderes Lösungsmittel benutzt: NMP (N-Methyl-2-pyrrolidon), der im Vergleich zu Aceton nach dem Ablösen des Lacks kleinere Metall-Flitter erzeugt was die Gefahr eines Kurzschlusses zwischen den Schallwandlerfingern verringert. Zudem wurde die Erfahrung gemacht, dass nur eine kurze Behandlung im Ultraschall notwendig oder gar vollkommen überflüssig ist, um mit NMP die Lackreste samt des aufgetragenen Metalls zu entfernen. Dieses Vorgehen reduziert die Gefahr, dass auch das an der Oberfläche haftende Metall durch das Ultraschall abgerissen wird.

Die Positionierungsmethode der Strukturen mittels der 3-Punkt-Ausrichtung, wie im Kapitel 6.3.3 beschrieben, ermöglicht auch eventuell beim Lift Off oder durch Kratzer beschädigte IDTs (oder Top Gates) zu reparieren indem man die Defekte präzise erneut „überschreibt“ und neu bedampft. Dieses Verfahren wurde u. a. benutzt um die interdigitale Schallwandler, wie in Abbildung 6.13 zu sehen, zu reparieren.

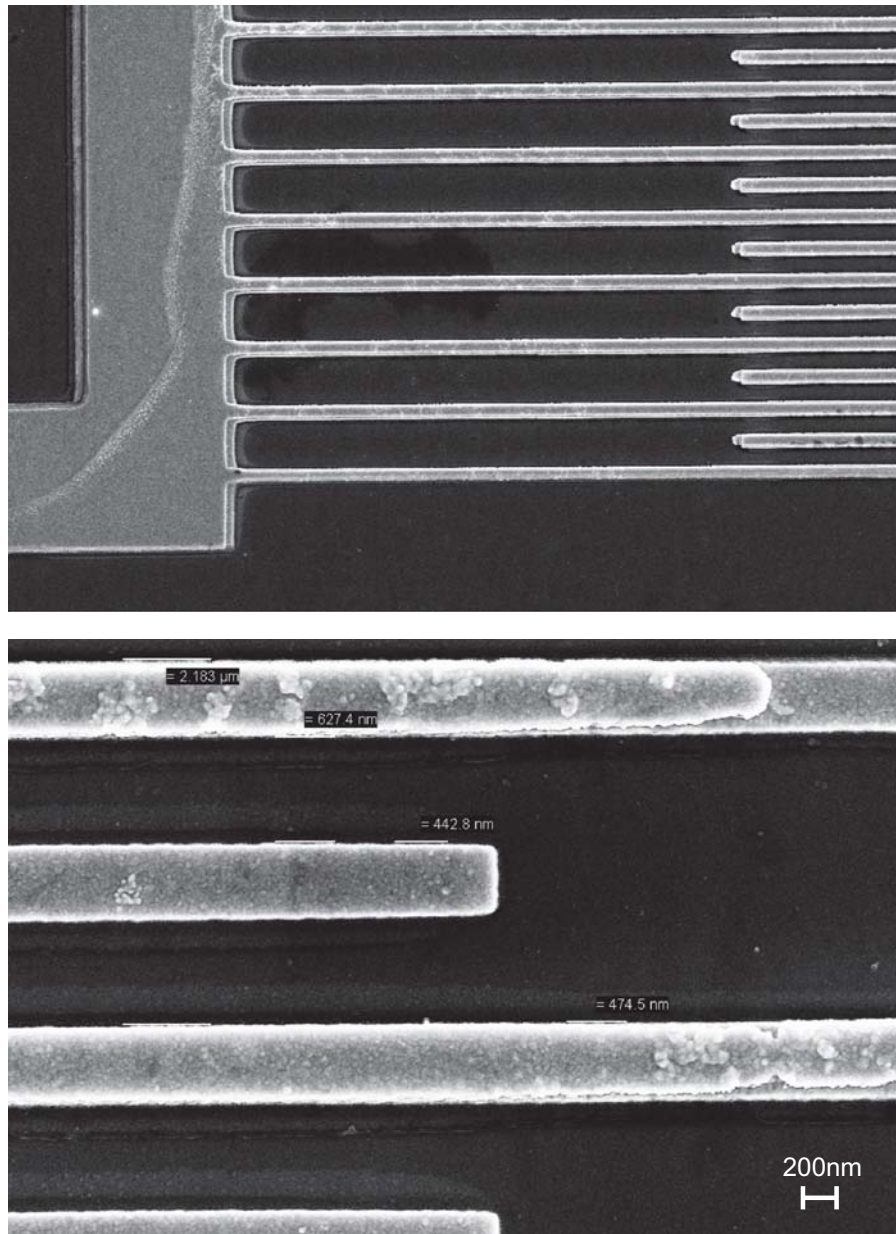


Abbildung 6.13.: Reparierte interdigitale Schallwandler. Die hohe Präzision wurde erreicht mit Hilfe der Positionierung anhand der 3-Punkt-Ausrichtung an den zuvor angebrachten Markern. Gut zu sehen sind die Stellen die zum zweiten Mal über das ursprüngliche IDT aufgedampft wurden. Dieses Verfahren wurde vorwiegend benutzt, um defekte Top Gates zu reparieren.

## 6.8. Bonden

Um die Probe untersuchen zu können, müssen die Ohmschen Kontakte und Bondpads der IDTs und der Top Gates mit dem Messaufbau verbunden werden. Dies wird mit Hilfe eines Chipcarriers erreicht. Während der Messungen, die in dieser Arbeit vorgestellt werden, wurden zwei Arten von Chipcarriern verwendet. Für die Messungen am Lehrstuhl für Experimentalphysik I in Augsburg wurden die Chipcarrier sowie der passende Aufsatz speziell für diese Arbeit entworfen und gebaut. Dieser besteht aus einer beidseitig bedruckten PCB<sup>3</sup>-Leiterplatte mit einer 10x6 mm großen Aussparung für die Probe. Beide Seiten verfügen über vergoldete Kontakte, die miteinander auf beiden Seiten durchkontaktiert sind. Zwei gegenüberliegende Löcher für die Schrauben befinden sich an den Massekontakten und erlauben eine Masseverbindung an den Probenstab über die Schrauben. Die Probe wird auf einem 12 mm großen Kupferplättchen aufgeklebt. Um einen Kurzschluss der Kontakte zu vermeiden, wird zwischen dem Plättchen und der PCB-Platte eine dünne Kapton-Folie aufgeklebt die sehr hochohmig ist aber einen kleinen Wärmedurchgangskoeffizienten besitzt. Das stellt eine gute thermische Anbindung der Probe an den Kupferblock des Probenstabs sicher, siehe 7.4.1. Der CAD-Entwurf in Explosionsdarstellung zeigt die Abbildung 6.14.

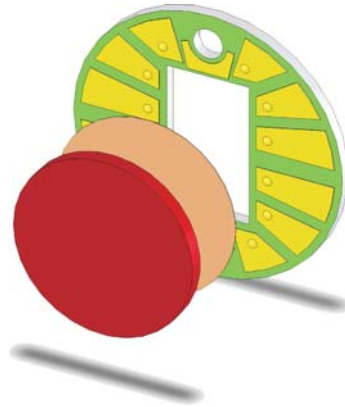


Abbildung 6.14.: CAD-Entwurf des Chipcarriers Typ A. Der komplette Chipcarrier besteht aus einer PCB-Leiterplatte (grün/gelb), einer dünnen Kaptonfolie (braun) und einem Kupferplättchen (rot).

Bei Messungen bei der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig wurde hingegen der Chipcarrier B benutzt, siehe vergleichende Abbildung 6.15. Die Probe wird auf dem Chipcarrier mittig aufgeklebt. Mittels eines am Lehrstuhl der Experimentalphysik zur Verfügung stehenden Bonders werden die Kontakte auf der Probe mit Bondkontakten auf dem Chipcarrier verbunden. Dazu wird ein Aluminiumdraht mit einem Durchmesser von 30  $\mu\text{m}$  durch einen Ultraschallpuls kurzfristig aufgeschmolzen und auf den Kontakt gepresst wodurch eine leitfähige – dem Schweißen ähnliche – Verbindung entsteht. Die Kontakte auf der Chipcarrierseite werden dann mit dem Probenstab verbunden indem man Kontaktfederstifte auf die Kontakte drückt, was eine gute elektrische Verbindung sicher stellt.

---

<sup>3</sup>printed circuit board

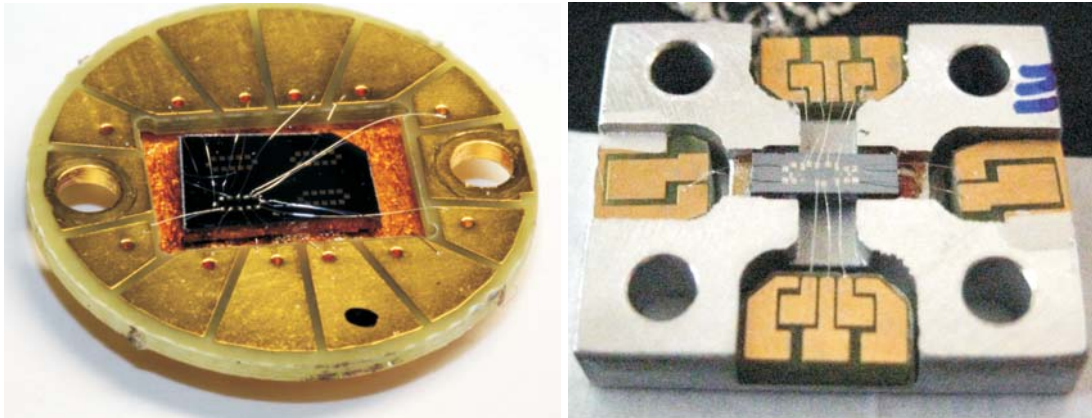


Abbildung 6.15.: Chipcarrier, die im Laufe der Arbeit verwendet wurden. Auf der linken Seite ist der Chipcarrier zu sehen, der am Lehrstuhl für Experimentalphysik 1 in Augsburg verwendet wurde. Die rechte Seite zeigt Chipcarrier Typ B der an der Physikalisch Technischen Anstalt in Braunschweig zum Einsatz kam. In beide Chipcarrier wurden die Proben eingeklebt und gebondet. Für weitere Details siehe Kapitel 7.4.1 und 7.4.2.

## 6.9. Zuverlässigkeit und Stabilität

Zum Ende des Kapitels soll der Augenmerk auf die Zuverlässigkeit und die Stabilität der hergestellten Proben gelegt werden. Robuste und vor allem über längere Messzeiträume stabile Proben als Voraussetzung für anwendungsorientierte Bauteile waren einer der zentralen Maßstäbe, die an diese Arbeit gelegt wurden. Allgemein kann man sagen, dass die nach dem im Laufe des Kapitels beschriebenen Herstellungsprozess erstellte Proben sehr zuverlässig waren. Keine der untersuchten Proben ist während der Messungen irreparabel beschädigt worden, weder beim Abkühlen noch beim Ausbauen aus dem Kryostaten. Es kam jedoch vor, dass an die Anschlüsse der Probe (Source, Drain oder Gates) eine zu hohe Spannung angelegt wurde, die einen Durchbruch zwischen den isolierten Bereichen, z. B. zwischen dem Kanal und einem Gate, über das Bulk-Material verursachte. Solche Durchbrüche hinterließen einen leitfähigen „Pfad“ der jedoch beim Aufwärmen auf Raumtemperatur, z. B. durch Ausbauen des Probenstabs aus dem Kryostaten, sich wieder regenerierte. Alle Proben die solchen Durchbruch erfahren haben zeigen nach erneutem Einkühlen wieder normales Verhalten.

Weitaus häufiger kam es zu Beschädigungen der aufgedampften Leitungen, IDTs und Gates durch Krafteinwirkung, wie Kratzer durch Pinzette oder beim Einbau auf den Probenstab. Jedoch, dank der präzisen Positionierung bei Elektronenstrahlolithografie, s. Kapitel 6.3.3 war es möglich, solche Beschädigungen im großen Maße durch nochmaliges Schreiben und Aufdampfen zu reparieren. Auch Bondpads, die nach dem Setzen eines Bonds abgegangen sind, konnten erneut oder neu in der direkten Umgebung aufgedampft werden.

Die Abbildung 6.16 zeigt die gute Stabilität der Proben. Exemplarisch wurde hier die Probe mit einem eindimensionalen Kanal und Top Gates (HB\_2\_IV\_A) über einen Zeitraum von 48 Stunden in 51 Einzelmessungen untersucht. Die Messung entspricht einer



typischen Charakterisierung der Probe, die Spannung an Side Gates und dem mGate wird von Null auf -1,1 V (down) und wieder auf Null (up) verändert und der Strom zwischen Source-Drain gemessen. Aus den Einzelmessungen wird für jeden  $V_{\text{Gate}}$ -Wert ein Mittelwert und die Standardabweichung bestimmt und in ein Diagramm aufgetragen. Aus dem Diagramm kann man gut erkennen, dass die Messung für beide Richtungen von  $V_{\text{Gate}}$  fast identisch sind. Des Weiteren stieg die Standardabweichung fast linear mit dem Abstand zum Pinch-Off-Punkt an mit einer Steigung von 443 pA/V und wie es bei späteren Messungen erklärt wird, hängt diese Schwankung mit der zunehmenden Breite des untersuchten Kanals (oder der Größe und somit kleineren Energieniveauabständen eines Quantenpunktes) zusammen. In einem Bereich um 0,2 V nach dem Pinch-Off, also dem interessantesten Bereich der Messung, scheint die Abweichung einen relativ konstanten Wert von ca. 40 pA zu besitzen.

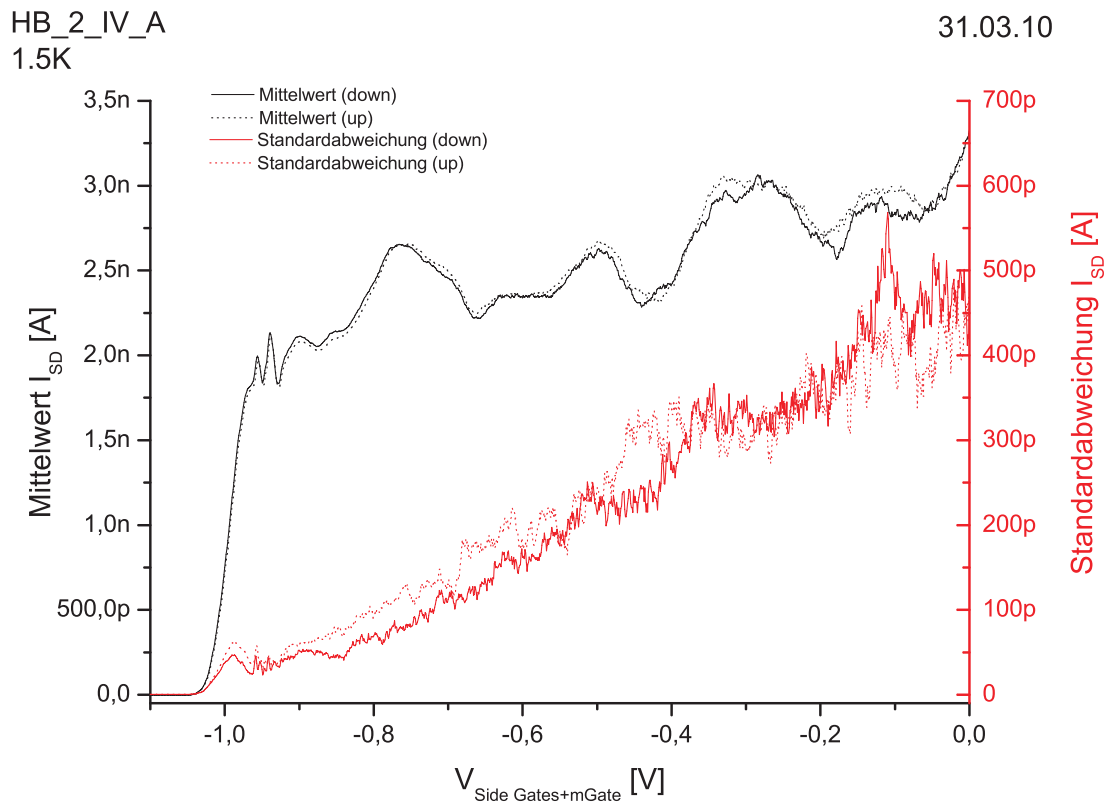


Abbildung 6.16.: Exemplarische Messung der Stabilität an der Probe HB\_2\_IV\_A (1D-Kanal mit Top Gates). Die Messung wurde 51 mal wiederholt, aus den Messwerten für jeden  $V_{\text{Gate}}$ -Wert wurde Mittelwert (Schwarz) und Standardabweichung (Rot) berechnet. Die Gate-Spannung wurde sowohl in Richtung 0 V  $\rightarrow$  -1,1 V (down) wie auch von -1,1 V bis Null (up) verändert um eventuelle Hysterese-Effekte zu sehen. Hierbei waren Side Gates und das mGate an ein Kanal der Spannungsquelle angeschlossen, uGate und oGate auf 0 V,  $V_{\text{SD}} = 70 \mu\text{V}$ . Die Einstellungen am Source Meter waren – wie bei meisten Messungen – auf höchst mögliche Genauigkeit gesetzt: Messbereich von 200 nA, NPLC=10 (High Accuracy) und ein Filter aus drei gemittelten Messungen.



Es bleibt anzumerken, dass diese Messung sehr gut die Erfahrungen beim Untersuchen der restlichen Proben wiedergeben. Proben, die eine Hysterese aufweisen wurden bei der Charakterisierung schnell ausgemacht. In solchen Fällen wurde zunächst versucht eventuell festgesetzte Ladungen durch wiederholtes elektrisches Verspannen von Source/Gate im Bereich von wenigen mV zu lösen oder durch erneutes Aufwärmen die Potentiallandschaft in der Nanostruktur zu stabilisieren. Proben, die weiterhin ausgeprägte Hysterese zeigten wurden nicht weiter untersucht.



## 7. Messaufbau

*The expectations of life depend upon diligence.  
The mechanic that would perfect his work must first sharpen his tools.*

Confucius

Dieses Kapitel gibt einen Einblick in die Messmethoden, die im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurden. Diese rangieren von der Charakterisierung der Ohmschen Kontakte mittels einfacher 4-Punkt Messung des Ohmschen Widerstandes bei Raumtemperatur, über die Bestimmung der Resonanzfrequenzen von interdigitalen Schallwandler bis hin zu aufwändigen, zeitaufgelösten elektrischen Messungen bei tiefen Temperaturen. Da ein Teil der Messungen an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig erfolgte, wird auch auf den dort verwendeten Aufbau eingegangen.

### 7.1. Spitzenmessplatz

Der Spitzenmessplatz besteht im Wesentlichen aus einem Stereomikroskop, einem über Mikrometerschrauben beweglichen Probenstisch sowie vier Messnadeln (Messspitzen) die ebenfalls über Schrauben in drei Richtungen justierbar sind, und die mittels BNC-Koaxial-Kabel an Messgeräte angeschlossen werden können. Die Probe wird durch Unterdruck an den Probenstisch fixiert und mit Hilfe der Lupe können nun die vier Messnadeln exakt auf den zu untersuchenden Kontakten positioniert werden. Als Messgerät wird üblicherweise ein Source Meter (hier meistens Keithley 2601) im 4-Punkt Modus verwendet. Für diese Untersuchung muss die Probe weder auf einen Chipcarrier aufgeklebt noch gebondet werden und eignet sich deswegen sehr gut für eine schnelle Charakterisierung im laufenden Herstellungsprozess, z. B. beim Einlegieren von Ohmschen Kontakten. Der Nachteil besteht aus einer im Vergleich zu anderen Messmethoden relativ schlechten elektrostatischen Abschirmung sowie fehlender Möglichkeit eine Messung bei Tieftemperatur durchzuführen.

### 7.2. Schichtdickenmessung, Ätztiefenmessung

Um den Herstellungsprozess zu überwachen wurden bei neuen oder veränderten Herstellungsparametern die Dicken der aufgedampften Schichten oder die Tiefe der geätzten Bereiche gemessen. Für beide Aufgaben eignet sich ein Profilometer, sogenanntes DEKTAK, sehr gut. Einige der geätzten Strukturen waren jedoch zu klein für die Nadel des DEKTAKS. In diesen Fällen musste auf eine indirekte Messung ausgewichen werden (6.4).

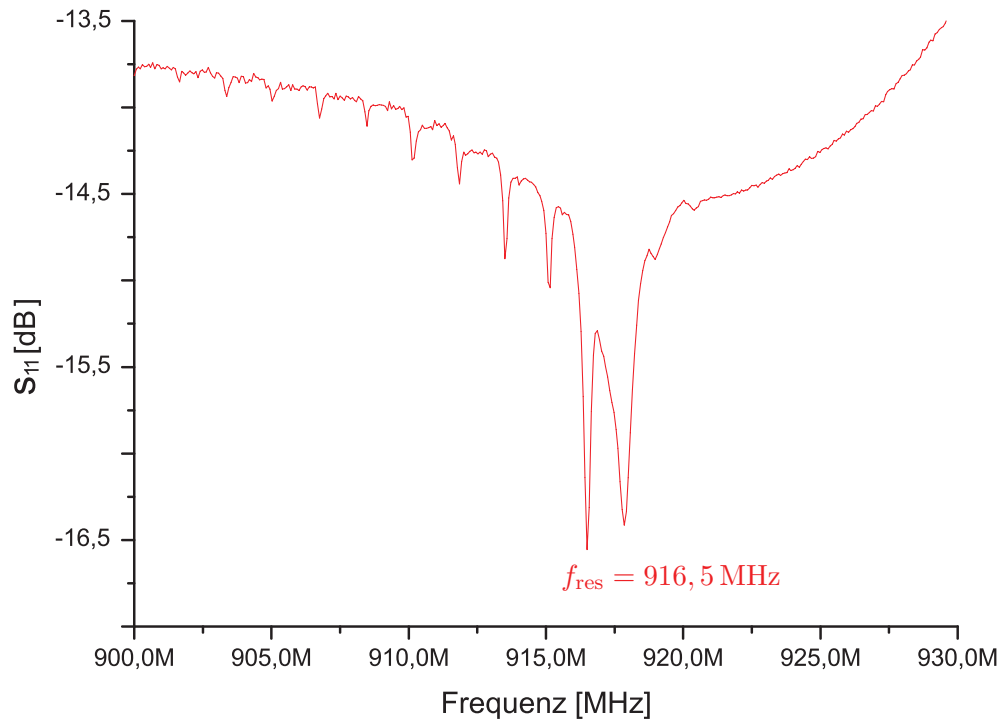


Abbildung 7.1.: Beispiel einer Messung zur Resonanzfrequenzbestimmung am Netzwerkanalysator an einer Hallbar-Probe mit 1D-Kanälen (HB\_1\_III). Gemessen wurde die Reflexion  $S_{11}$  des Signals. Die Resonanzfrequenz wurde zu 916,5 MHz bestimmt.

### 7.3. Bestimmung der Resonanzfrequenz der interdigitalen Schallwandler

#### 7.3.1. Netzwerkanalysator

Die theoretische Resonanzfrequenz kann, wie in 5 erläutert, über die Beziehung  $f = v/p$  mit  $v$  der Schallgeschwindigkeit auf der Substratoberfläche und  $p$  der Periodizität der Finger des Schallwandlers, berechnet werden. Ungenauigkeiten, die sich beim Herstellungsprozess ergeben sowie Defekte im Kristall des Materials, z. B. nicht perfekte Oberfläche, verschieben die Resonanzfrequenz des IDTs. Da diese ihre größte Leistung nur bei Anregung mit der exakten Resonanzfrequenz erreichen, muss diese genau bestimmt werden. Die Bestimmung wurde im Rahmen dieser Arbeit auf drei unterschiedliche Arten durchgeführt. Die einfachste erfolgte mit Hilfe eines Netzwerkanalysators.

Ein Netzwerkanalysator kann Signal mit fester Leistung bei verschiedenen Frequenzen ausgeben. Dieses Signal wird an den interdigitalen Schallwandler eingekoppelt. Das Gerät kann jetzt die Transmission und Reflexion des Signals am IDT messen ( $S_{11}$ ). Besteht die Probe aus einer Delayline, also zwei IDTs gleicher Frequenz in einem Schallpfad, so kann der Signalübetrag von einem IDT zum anderen gemessen werden ( $S_{12}$  oder  $S_{21}$ ). Natürlich kann auch die direkte Ankopplung am zweiten IDT gemessen werden ( $S_{22}$ ).

Im Messbild ergeben sich für die Resonanzfrequenz Peaks und Dips entsprechend für die Transmission und Reflexion. Ein typisches Bild zeigt die Abbildung 7.1. Der Netzwerkanalysator erlaubt somit eine relativ schnelle und einfache Bestimmung der Resonanzfrequenz.

Leider kann das gemessene Bild nicht eindeutig sein, wie z. B. in der Abbildung 7.1, wo zwei stark ausgeprägte Minima zu sehen sind. Ursache dafür kann die Überlagerung der Welle mit ihrer Reflexion an Probenkanten oder anderen Unregelmäßigkeiten des Kristalls sein. Ebenfalls können elektrische Felder auf der Probe oder an den Zuleitungen sowie am IDT selber das Messsignal um die Resonanzfrequenz oszillieren lassen oder verwaschen. In diesem Fall kann eine zeitaufgelöste Messung eine genauere Bestimmung liefern.

#### 7.3.2. Zeitaufgelöste Bestimmung der Resonanzfrequenz

Bei zeitaufgelösten Messungen wird einer der IDTs gepulst angesteuert und die Antwort am zweiten IDT der Delayline gelesen. Zum Pulsen wird ein Signalgenerator (hier SMB100A von Rhode und Schwarz) verwendet, zum Auslesen ein Frequenzanalysator (E4402b von Agilent). Am Frequenzgenerator wird die untersuchte Frequenz eingestellt, ebenso am Analysator wobei hier die Spannweite auf 0 Hz und die Anzeigemitte (oder Beginn) auch mit der untersuchten Frequenz festgelegt wird. Der am Analysator gemessene Verlauf zeigt die Antwort des Empfänger-IDT für die untersuchte Frequenz. Ein typischer Verlauf ist in Abbildung 7.2 dargestellt. Der erste große Peak am Achsenbeginn entsteht durch das Einkoppeln der Hochfrequenz am Sender-IDT. Die kleine Schulter an der rechten Flanke ist das gesuchte Signal des Empfänger-IDTs, das nur für die Resonanzfrequenz erzeugt wird. Bei gut hergestellten IDTs (Optimierung der Hochfrequenzeigenschaften für  $50\ \Omega$ , großen Kapazitäten und kleinen Induktivitäten des IDTs) sowie bei guter Anpassung der Leitungen an die Probe sind sogar Reflexionen der Oberflächenwelle an einem zweiten IDT oder der Probenkante zu sehen.

Die zeitaufgelöste Messung erlaubt eine zuverlässige Bestimmung der Resonanzfrequenz, da sie das Wellensignal von Störsignalen trennen kann. Dieses Messprinzip wird im Laufe der Arbeit für einige Messungen in erweiterter Form angewandt.

#### 7.3.3. Akustoelektrischer Strom

Die dritte Möglichkeit die Resonanzfrequenz zu bestimmen, die in dieser Arbeit angewandt wurde, ist es den akustoelektrischen Strom zu messen. Für die Messung wird der Standardaufbau zur Messung des Elektronentransportes verwendet. Die Idee basiert darauf, dass die bewegte Oberflächenwelle Elektronen mitführt, die mit Hilfe eines Strommessers detektiert werden können. Wird entlang des Transportkanals kein Bias-Strom angelegt, muss beim Ausbilden der Oberflächenwelle für die Resonanzfrequenz ein deutlicher Stromanstieg, der Leistungs – und im Falle einer Delayline mit dem Transportkanal im Schallpfad – auch Richtungsabhängig sein muss. Leider ist diese Messmethode sehr ungenau und liefert meistens unbefriedigende Ergebnisse. Der Grund dafür ist, dass der Amperemeter nie den reinen akustoelektrischen Strom detektiert, sondern immer eine zeitlich gemittelte Überlagerung aus verschiedenen Effekten. Diese werden von dem eingespeisten hochfrequenten Signal hervorgerufen und sind bei unterschiedlichen Frequenzen verschieden stark ausgeprägt. Die verantwortliche Effekte sind – ähnlich wie bei der Bestimmung mittels Netzwerkanalysators – Reflexionen der Welle an Kanten oder Unregelmäßigkeiten der Oberfläche, elektrostatische Effekte im 2DEG und/oder an den auf die Oberfläche aufgetragenen Top Gates oder Leiterbahnen. Auch andere, sich im Schallpfad befindliche, interdigitale Schallwandler können wie eine Antenne wirken, und elektromagnetische Wellen abstrahlen, die den Stromfluss im untersuchten Kanal beeinflussen.

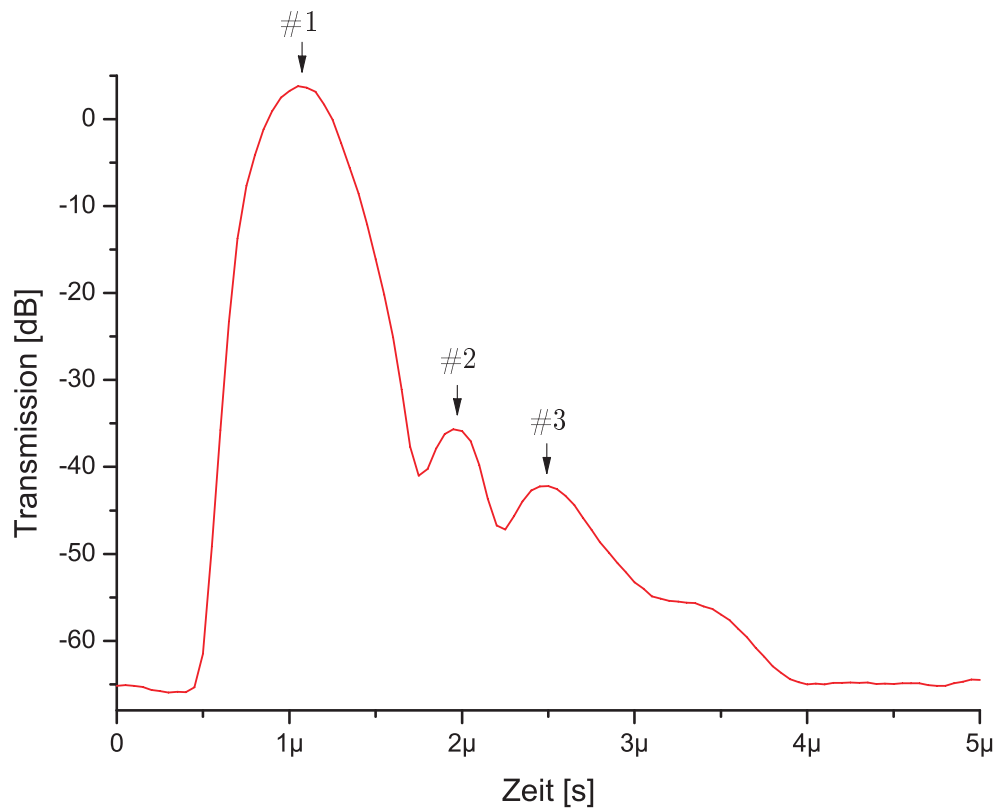


Abbildung 7.2.: Beispiel einer zeitaufgelösten Messung zur Resonanzfrequenzbestimmung am Frequenzanalysator, hier E4402b von Agilent. Am Frequenzgenerator der an Sender-IDT angeschlossen ist und am Frequenzanalysator, der das Signal am Empfänger-IDT liest, wird eine Frequenz eingestellt. Die zu darstellende Spannweite beträgt 0 Hz. Das Bild zeigt am linken Rand einen großen Peak, der vom eingekoppelten Signal am Sender IDT stammt (# 1), weiter rechts erscheinen Maxima (# 2 und # 3) für des empfangene Signal am zweiten IDT deren Zahl mit der Qualität der Delayline variiert. Während der erste Peak hauptsächlich vom Übersprechen stammt und für alle Frequenzen sichtbar ist, entstehen die Peaks # 2 und # 3 nur bei eingekoppelten Resonanzfrequenz. Die Beispielmessung stammt von J. Kinzel

## 7.4. Tieftemperaturmessung – Kryostate und Probenstäbe

Die Untersuchung des Elektronentransports durch Nanostrukturen bedarf – wie in 4 erläutert – tiefe Temperaturen um thermische Anregung der Elektronen zu minimieren. Am Lehrstuhl für Experimentalphysik I in Augsburg können im heliumgekühlten Kryostaten Temperaturen zwischen der Raumtemperatur und ca. 1,5 K erreicht werden. Um das Probenverhalten bei noch tieferen Temperaturen zu untersuchen, wurden einige Messungen an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig an einem  $^3\text{He}$ -System bei Temperaturen um 300 mK durchgeführt. Der Versuchsaufbau der Kryostaten und der Probenstäbe soll hier kurz erläutert werden. Für genauere Erklärungen der Funktionsweise und Details sei hier auf einschlägige Literatur zur Tieftemperatur, z. B. [126, 127] und die Bedienungsanleitung der Geräte verwiesen.

### 7.4.1. Tieftemperaturmessungen in Augsburg: VTI (*Variable Temperature Insert*) und Probenstab

Der Kryostat besteht aus einem äußeren Mantel, einem Zwischenraum mit flüssigen Helium sowie dem Innenraum in dem sich der Probenstab mit der darauf angebrachten Probe befindet. Zwischen dem Heliumtank und Innenraum besteht Verbindung über ein fein regelbares Nadelventil mit dem die Menge des in den Innenraum einströmenden Gases eingestellt werden kann. Ist die Probe eingebaut, so befindet sie sich im  $^4\text{He}$ -Dampf der die Probe auf eine Temperatur unwesentlich höher als die Temperatur des flüssigen Heliums von 4,2 K abkühlt. Wird der Innenraum jedoch abgepumpt so entzieht das nun stärker verdampfende Helium der Umgebung zusätzlich die Energie und kühlt die Probe stärker. Mittels dieser so genannten adiabatischen Kühlung kann eine Temperatur von 1,5 K erreicht werden. Die in der Nähe der Probe eingebaute Joulesche Heizung kann über externe PID-Regelung die Temperatur im Bereich von 1,5 bis 300 K erzeugen.

Der Probenstab besteht aus einem VE-Stahl-Gestänge der auf einer Seite am Ø40 mm-T-Stück endet der mit einem Ventil mit Überdrucksicherung und einem 24-poligen Fischer-Stecker mit den Anschlüssen für die DC-Signale und (1–4, 8–11) Leitungen für den Temperatursensor sowie zwei Versorgungsleitungen, abgeschlossen ist. An der Oberseite gibt es noch vier SMA-Stecker die an semi-rigid-Leitungen für die HF-Signale gelötet wurden. Die andere Seite ist mit einem Kupferkopf abgeschlossen, der den Chipcarrier aufnimmt und dessen Federkontakte (acht DC und vier HF) den Chipcarrier kontaktieren. Der Kopf kann Luftdicht mit einer Hülse abgeschlossen und anschließend evakuiert werden. Die Abbildung 7.3 zeigt den CAD-Entwurf des Probenkopfes.

### 7.4.2. Tieftemperaturmessungen in Braunschweig am $^3\text{He}$ -System

Im Vergleich zu Messungen die in Augsburg durchgeführt wurden ist die Menge der in Braunschweig aufgenommenen Daten sehr gering. Deswegen wird hier nur kurz auf den Probestab eingegangen.

Der Probenstab weist zehn DC- bzw. eine HF-Leitung auf. Diese werden ebenfalls mittels Federstifte mit den Bondpads des Chipcarriers verbunden. Auch hier besteht die HF-Leitung bis zum Kontaktstift aus semi-rigid Leitungen um bessere Hochfrequenzeigenschaften im Vergleich zu üblichen Koaxialkabeln zu ermöglichen. Durch einen aufschraubbaren

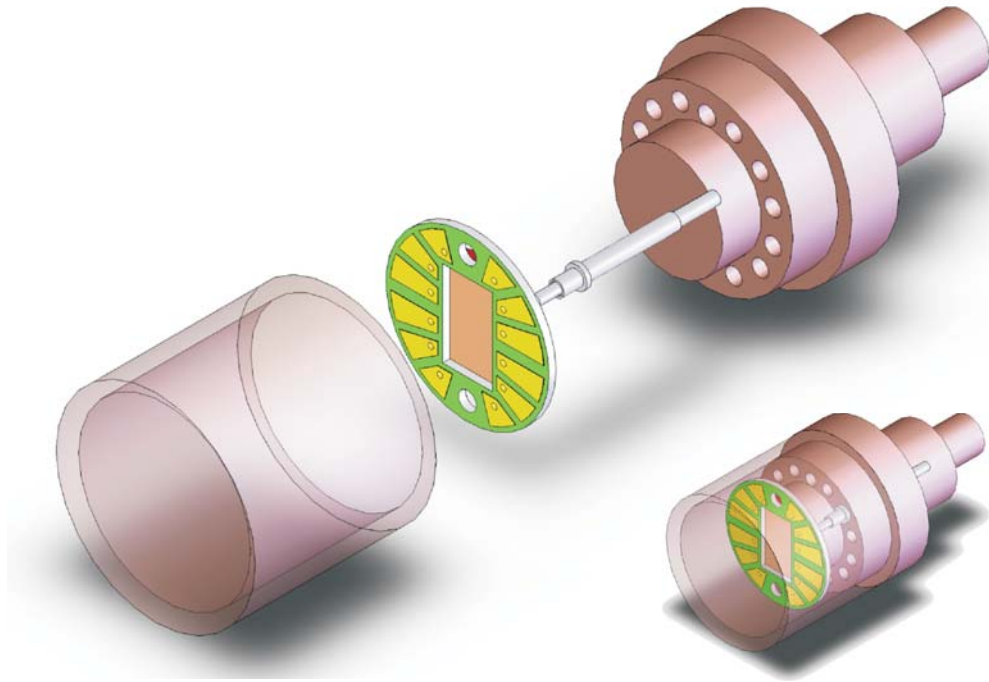


Abbildung 7.3.: Kopf des Probenstabs für das VTI in Explosionsdarstellung (oben) und in zusammengebauten Zustand (unten). Die einzelnen Teile sind gut sichtbar: der massive Kupferblock, der an dem Probenstab befestigt wird, und an dem der Temperatursensor montiert ist. Die Bohrungen nehmen die Federkontakte (acht DC- und vier HF-Leitungen, in der Abbildung ist exemplarisch ein Federkontakt eingezeichnet) auf, zwei haben eine  $\varnothing 2$  mm-Gewinde. An den Kupferblock wird mittels Schrauben der Chipcarrier mit dem Kupferplättchen gepresst. Abgeschlossen wird der Kopf durch einen Deckel, der festgeschraubt bzw. gesteckt wird und zusätzlich als ein Faradayscher Käfig die Probe abschirmt. Eine der Ausführungen des Deckels enthält ein Steckplatz für eine LED die mittels der Versorgungsleitungen angesteuert werden kann.

Deckel wird die Probe von elektrischen Einflüssen abgeschirmt. Der Probenraum befindet sich in einem von  $^3\text{He}$  gefüllten Raum, oberhalb von 1,2 K ist das Helium im flüssigen Zustand. Wird jetzt die Sorbtionspumpe gekühlt, sinkt der Dampfdruck und das Helium verdampft stärker und kühlt die Probe. Dadurch kann eine Temperatur von ca. 0,3 K über mehrere Stunden erreicht werden. Für weiter Details siehe Literatur zur Tieftemperatur, z. B. [126, 127].

## 7.5. Versuchsaufbau

Die Messungen fanden zum größten Teil an der Universität Augsburg statt, einige wichtige Untersuchungen auch an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig. Dieses Kapitel beinhaltet die Beschreibung der verwendeten Messgeräte und der Versuchsaufbauten.



### 7.5.1. Messaufbau an der Universität Augsburg

Bei Messungen am Lehrstuhl für Experimentalphysik 1 in Augsburg wurden folgende Messgeräte verwendet:

- Strom/Spannungsmessgerät (*SourceMeter*) 2601 von Keithley

- Stromauflösung: 1 pA
- Spannungsauflösung: 5  $\mu$ V

Der SourceMeter liefert die Bias-Spannung zwischen Source und Drain und misst den Strom durch die Nanostruktur, also zwischen Source und Drain. Die Messung wird in 2-Punkt-Messung betrieben. Eine 4-Punkt-Messung kam leider nicht in Frage, da die Anzahl verfügbarer DC-Anschlüsse an der Probe durch den Probenstabdesign beschränkt war, siehe 7.4.1. Anzumerken ist, dass die Stromauflösung auf Grund von Schwierigkeiten im Messaufbau (nicht ausreichend abgeschirmte Leitungen, keine 4-Punkt-Messung) bei weitem nicht erreicht wird. Die tatsächliche Auflösung wurde auf 10 pA für den 100 nA-Bereich abgeschätzt.

- Vierfachspannungsquelle 213 Quad Voltage Source von Keithley. Diese liefert die Spannung für die Gatekontakte (Side Gates, Top Gates). Bei dieser Anwendung ist die Genauigkeit zweitrangig, wichtig ist aber, dass das eingespeiste Signal über endliche Zeiträume im Bereich einiger Zehntel Volt stabil ist, um die Ausdehnung der damit definierten Kanäle im Messzeitraum konstant halten zu können und somit die länger dauernden Batch-Messungen vergleichbar zu machen.
- Multimeter 2000 von Keithley
- Picoammeter/Voltage Source Model 6487 von Keithley
  - Auflösung: 10 fA – diese Auflösung wird im nur mäßig abgeschirmten Aufbau nicht erreicht. Die Genauigkeit wird auf 10 pA geschätzt.
- Differentialverstärker DA1855A von LeCroy
  - Frequenzbereich von DC bis zu 100 MHz
  - Verstärkungsfaktor 10
- Lock In-Verstärker SR530 von SRS
  - Empfindlichkeit 100 nV bis 500 mV
- DC Stromquelle 6221 von Keithley
  - Strombereich: 0,1 pA bis 105 mA für DC-Signal
  - Sinus-Modulation im Bereich 1 mHz bis 100 kHz bei einer Amplitude von 2 nA bis 100 mA.
- Boxcar SRS200
- analoger Signalgenerator E8257D von Agilent Technologies
  - Frequenzspektrum: 250 kHz bis 20 GHz
  - Leistungsspektrum:  $-20$  bis  $+16$  dBm

## 7. Messaufbau

- analoger Signalgenerator SMB100A von Rohde und Schwarz
  - Frequenzspektrum: 9 kHz bis 6 GHz
  - Leistungsspektrum: <-100 bis +25 dBm
  - gepulster und modulierter Betrieb möglich
- Spektrumanalysator E4402B von Agilent
  - Frequenzbreite: 9 kHz bis 3 GHz
- Vektor Netzwerkanalysator von Rohde und Schwarz
  - Frequenzbreite: 20 kHz bis 8 GHz
- Temperatursteuerung LTC-21 von Neocera

Die Messgeräte und die Temperaturregelung (Lesen/Setzen) werden über einen Messrechner gesteuert bzw. abgelesen. Dieser ist über die GPIB<sup>1</sup>-Schnittstelle an die Geräte angeschlossen. Als Messsoftware wurde ein speziell für diese Messungen im Rahmen eines Fortgeschrittenenpraktikums von Konstantin Eberle geschriebenes Programm verwendet. Die Messungen wurden vorwiegend im Loop-Modus durchgeführt. Dabei startet der zu untersuchende Parameter bei Null, wird bis auf das Minimum gefahren, dann zum Maximum um von dort aus wieder bei Null die Messung zu beenden. Diese Methode hat zwei Vorteile: der erste verhindert, dass die Probe durch abrupte Spannungsänderung an einem der Gates beschädigt wird und zum anderen liefert sie Messwerte für beider Richtungen des Parameters – also ab- und aufsteigend. Der Nachteil ist natürlich, dass eine Messung im Loop-Modus doppelt so lange dauert wie eine einfache Messung.

Die Abbildung 7.4 stellt den Versuchsaufbau für die meisten Messungen dar. Abweichende Versuchsanordnungen werden bei entsprechenden Messungen erläutert.

Die einfachsten Messungen werden mit dem SourceMeter 2601 von Keithley im 2-Punkt-Modus durchgeführt. Dabei lieferte das Gerät eine Spannung, der Strom wurde vom Gerät intern gemessen und vom Messrechner aufgezeichnet. Diese einfache und schnelle Messmethode erlaubt eine Charakterisierung der untersuchten Strukturen in Abhängigkeit von beliebigen Parametern, angefangen von verschiedenen Gate-Konfigurationen, über Umgebungseigenschaften wie Temperatur, Licht oder Magnetfeld bis hin zu nicht zeitaufgelösten Messungen unter Einfluss von Oberflächenwellen im kontinuierlichen Modus.

### 7.5.2. Messaufbau an der Physikalisch–Technischen Bundesanstalt in Braunschweig

Der hier verwendete Messaufbau besteht aus einem Heliox <sup>3</sup>He-Kryostat, einem Messrechner und einer eigens gebauten elektrischen Mess- und Versorgungsanlage. Diese kann, wie auch der Kryostat, von dem Messrechner mit Hilfe von *LABVIEW* Programmen betrieben werden. Die abgeschätzte Genauigkeit beträgt 10 pA. Als Signalgenerator wurde ein 836 Synthesized Swept-CW Generator von Agilent verwendet. Auch hier wurde die Probe nicht an den Wellenwiderstand des Signalgenerators angepasst. Der Messaufbau ist in Abb. 7.5 dargestellt.

---

<sup>1</sup> *General Purpose Interface Bus*

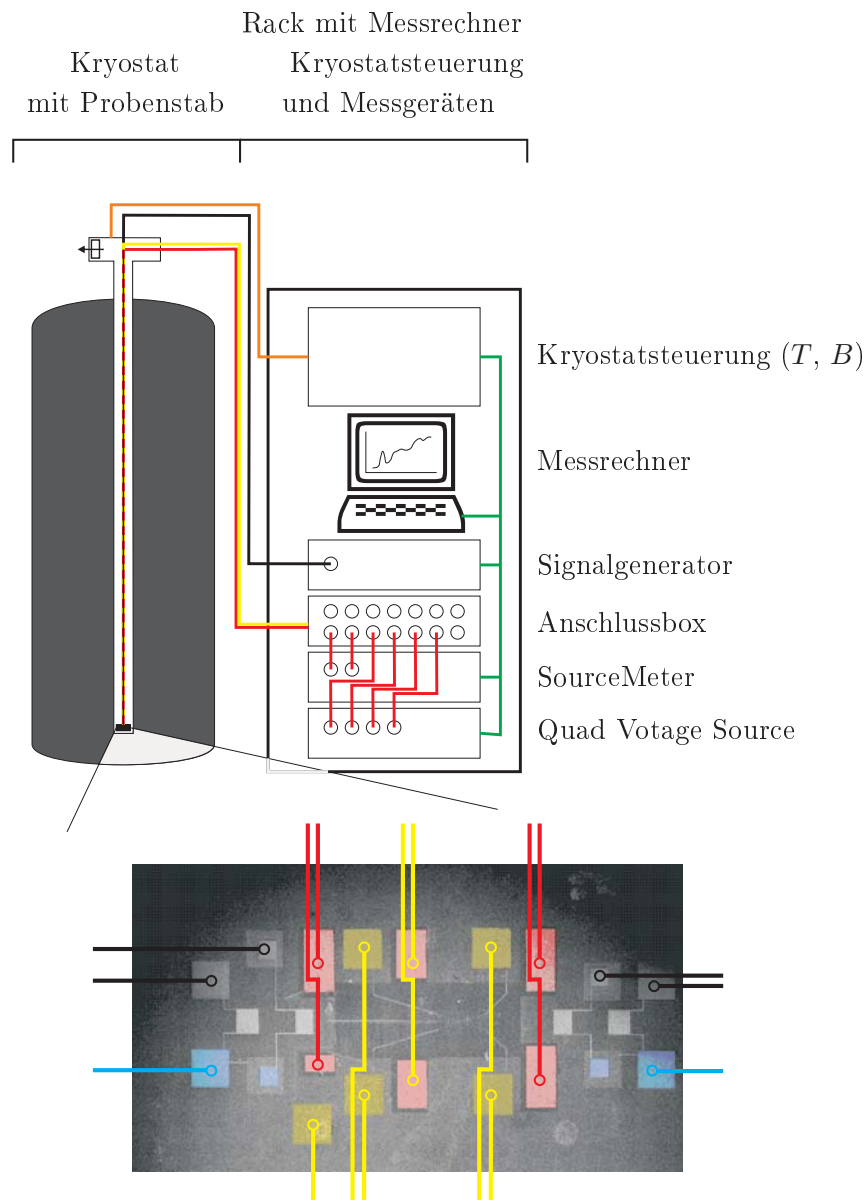


Abbildung 7.4.: Standardaufbau für Transportmessungen am Lehrstuhl für Experimentalphysik 1 an der Universität Augsburg. Im Messrack befinden sich die Steuer- und Lesegeräte für die Temperatur, das Magnetfeld sowie Füllstandanzeige. Alle Geräte können vom Messrechner aus gesteuert werden. Die Messgeräte (hier SourceMeter, Quad Voltage Source und Signalgenerator) werden ebenfalls über GPIB mit dem Messrechner verbunden. Die Leitungen zur Probe werden an die Anschlussbox geführt und dann gemeinsam über ein geschirmtes *twisted-pair*-Kabel mit einem 24-poligen Fischerstecker mit dem Probenstab verbunden. Die Farben der Leitungen geben deren Funktion an: GPIB (grün), Source-Drain (rot), Gate-Signale (gelb), HF-Signale (schwarz), Masse (blau).

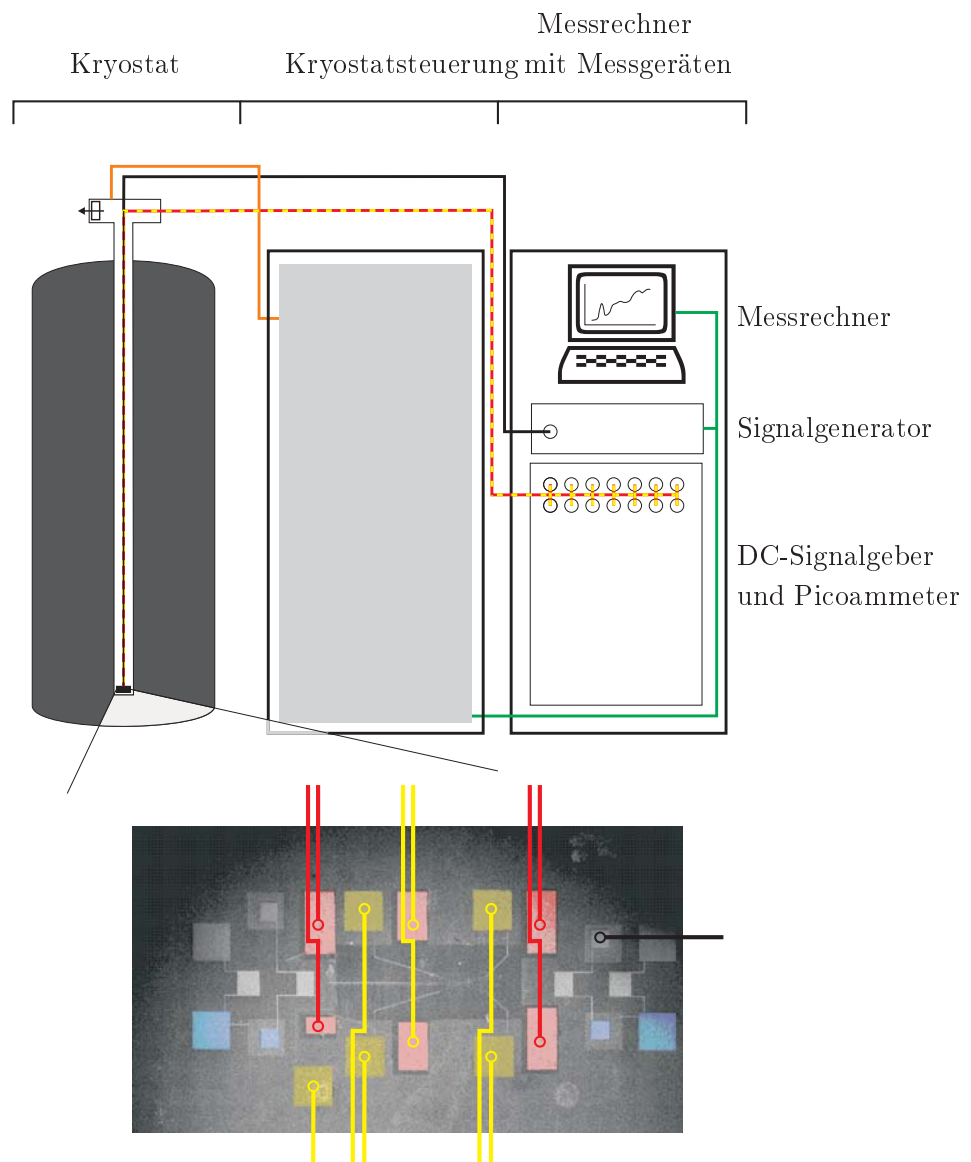


Abbildung 7.5.: Aufbau des Messanordnung an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig. Die Leitungen haben Farben entsprechend ihrer Funktion: DC-Signale (rot), HF-Signale (schwarz), Masse (blau), GPIB (grün).

### 7.5.3. Testen und Einkühlen der Proben

Nachdem die Probe auf dem Probenstab montiert wurde, wird ihre Kontaktierung überprüft. Dabei werden alle verfügbaren Kontakte (Gate, Ohmsche Kontakte, IDTs) nach den Versuchsvorgaben mit den Messgeräten verbunden. Die interdigitalen Schallwandler werden getestet, und die Resonanzfrequenz wird nochmals, wie in Kapitel 7.3 beschrieben, überprüft. Die Gates werden zunächst auf ein Potential von 0 V gesetzt, und das Ohmsche Verhalten der Nanostruktur im Bereich um  $\pm 500 \mu\text{V}$  getestet. Aus der Messung wird noch die Abweichung von der idealen Nullpunkt-Geraden ( $I_{\text{SD}}(0\text{V}) = 0 \text{ mA}$ ), also der Offsetstrom und die Offsetspannung, siehe Seite 98, bestimmt. Um die Funktion der Gates zu testen, wird ein endlicher Source-Drain-Strom gesetzt (ca. 19 nA) und einzelne Gates werden angesprochen. Verändert sich der Strom mit der Gatespannung, so kann man davon ausgehen, dass die Kontaktierung funktionsfähig ist. Als letztes kann die Probe auf Leckströme untersucht werden, indem man den SourceMeter an Drain, und entsprechende Gate anlegt und den fließenden Strom misst. Es ist jedoch dabei zu beachten, dass die so angelegte Spannung nicht zu hoch sein darf, um einen Durchbruch zu vermeiden. Solche Durchbrüche zerstören die elektrische Trennung zwischen einzelnen Gates und/oder Kanälen und der Graben wird leitend.

Vor dem Einkühlen werden die Gates auf einen endlichen, leicht positiven Wert (zwischen 0 V und 0,5 V), die Source-Drain-Spannung auf -0,3 V [128], gesetzt. Der Strom der dabei entsteht – üblicherweise in der Größenordnung einiger  $\mu\text{A}$  – soll ein Festsetzen von Ladungen im Kanal minimieren. In der Praxis wurde diese Erfahrung bestätigt und elektronisch deutlich stabilere Kanäle, also solche die keine oder kaum Hystereseverhalten beim Durchfahren von Parametern zeigten, wurden am Ende des Abkühlvorgangs erzielt. Während des Abkühlverhaltens stieg der Strom – von Probe zur Probe unterschiedlich – in den Bereich von mehr als -10  $\mu\text{A}$ . Nachdem die Probe die Zieltemperatur erreicht hat, wird sie erneut auf Kontaktierung getestet. Abschließend bleibt zu sagen, dass sich das Verhalten der Probe im Detail stark zwischen einzelnen Abkühlvorgängen verändert – vor allem der Pinch-Off-Punkt – was man auf veränderte Potentiallandschaften innerhalb der Nanostruktur, z. B. aufgrund eingefrorener Ladungen, zurückzuführen kann.



Teil III.

## Experimente und Ergebnisse





## 8. Vorangegangene Messungen - Ratschensysteme

*The most exciting phrase to hear in science,  
the one that heralds new discoveries,  
is not „Eureka!“  
but „That’s funny...“.*

Isaac Asimov

Dieses Kapitel behandelt die Messungen an Ratschensystemen, die den Ausgangspunkt für diese Arbeit markieren. Als erstes wird das System – also die hergestellte Nanostruktur – vorgestellt und charakterisiert. Danach folgt die Untersuchung des Systems mit Hilfe der akustischen Oberflächenwellen.

### 8.1. Ratschenstruktur (Probe 12121\_5\_R5)

#### 8.1.1. Nanostruktur

Die Nanostruktur wurde im deep-etch-Verfahren (55 nm unterhalb der Oberfläche, siehe Seite 6.4) hergesellt und besteht aus zwei parallelen Kanälen die einzeln durch Side Gates verarmt werden können. Jeder Kanal ist auf einer Seite glatt, auf der anderen wurde eine Sägezahnstruktur geätzt, um die Asymmetrie des Systems, die für eine Ratsche notwendig ist, einzuprägen. Die Herstellung (Ätzen, Ohmsche Kontakte, interdigitale Schallwandler) wurde nach dem Standardverfahren, wie im Kapitel 6 beschrieben durchgeführt. Ein REM-Bild der Probe ist in Abbildung 8.1 zu sehen.

Die Probe erlaubt eine unabhängige Untersuchung beider Kanäle. Durch das Anlegen einer negativen Spannung an die seitlichen In-Plane-Gates (Side Gates) kann der nah liegende Kanal verarmt werden wodurch nicht nur die elektronische Breite sondern auch die Anzahl der Ladungsträger abnimmt. Die gegenüberliegende Seite des Kanals wird aufgrund des großen Abstands zum Gate nicht beeinflusst.

Ziel des Experiments war es, die Probe unter dem Einfluss einer akustischen Oberflächenwelle nach Ratscheneffekten, siehe Kapitel 4.3, zu untersuchen. Dabei soll das eingeprägte Potential die erforderliche Asymmetrie des Systems liefern. Die treibende Kraft soll hierbei das thermische Rauschen der Elektronen im Kanal oder der Impuls der Oberflächenwelle sein. Die Messungen wurden an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig durchgeführt.

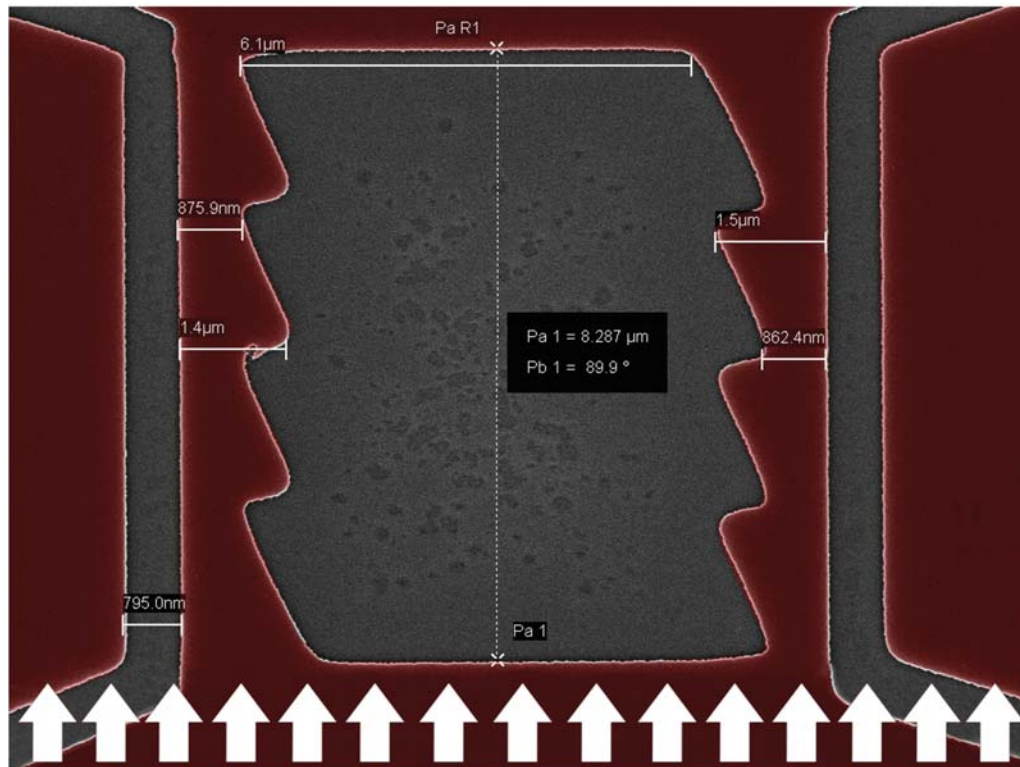


Abbildung 8.1.: REM-Aufnahme der Ratschen-Nanostruktur auf der Probe 12121\_5\_R5. Die Kanäle sind ca.  $8\text{ }\mu\text{m}$  lang und zwischen  $1,5\text{ }\mu\text{m}$  bis  $0,9\text{ }\mu\text{m}$  breit an der breitesten bzw. engsten Stelle. Die rot unterlegten Bereiche enthalten das zweidimensionale Elektronengas, die grauen Stellen sind die geätzten Gräben. Die Schallwandler befinden sich auf der unteren Seite der Struktur, außerhalb der Mesa. Die weißen Pfeile zeigen die Richtung der akustischen Oberflächenwelle.

## Messungen

Die Probe wird wie in 7.5.3 getestet und auf ca.  $1,5\text{ K}$  gekühlt. Untersucht wurden beide Kanäle wobei jeweils unterschiedliche Ergebnisse erzielt wurden. Das hängt zum einen mit der Annahme zusammen, dass beide Kanäle – vor allem im kalten Zustand – aufgrund von eingefrorenen Ladungen nicht identische Potentiallandschaften besitzen. Zum anderen, gibt es eine Abhängigkeit des Stromes bzw. des akustoelektrischen Stromes von den Eintrittseigenschaften des Kanales, die sich alleine schon wegen der unterschiedlichen Struktur ergeben, wie schon in [110, 129] beobachtet. Der rechte Kanal wurde vollständig verarmt ( $V_{\text{rGate}} = -4\text{ V}$ ) um sicher zu stellen, dass der untersuchte Strom nur durch den linken Kanal fließt. Im weiteren folgt die elektrische Charakterisierung der so präparierten Nanostruktur.

Die Spannung am linken Side Gate wird bei konstantem Source-Drain-Strom (hier  $0,1\text{ mV}$ ) sukzessive negativer gemacht, was den Kanal von der glatten (linken) Seite her zunehmend abschnürt und schmaler macht. Das zeigt sich durch Auftreten von Quantisierungsplateaus, wie sie in Abbildung 8.2 zu sehen sind. Ab einer bestimmten Gate-Spannung

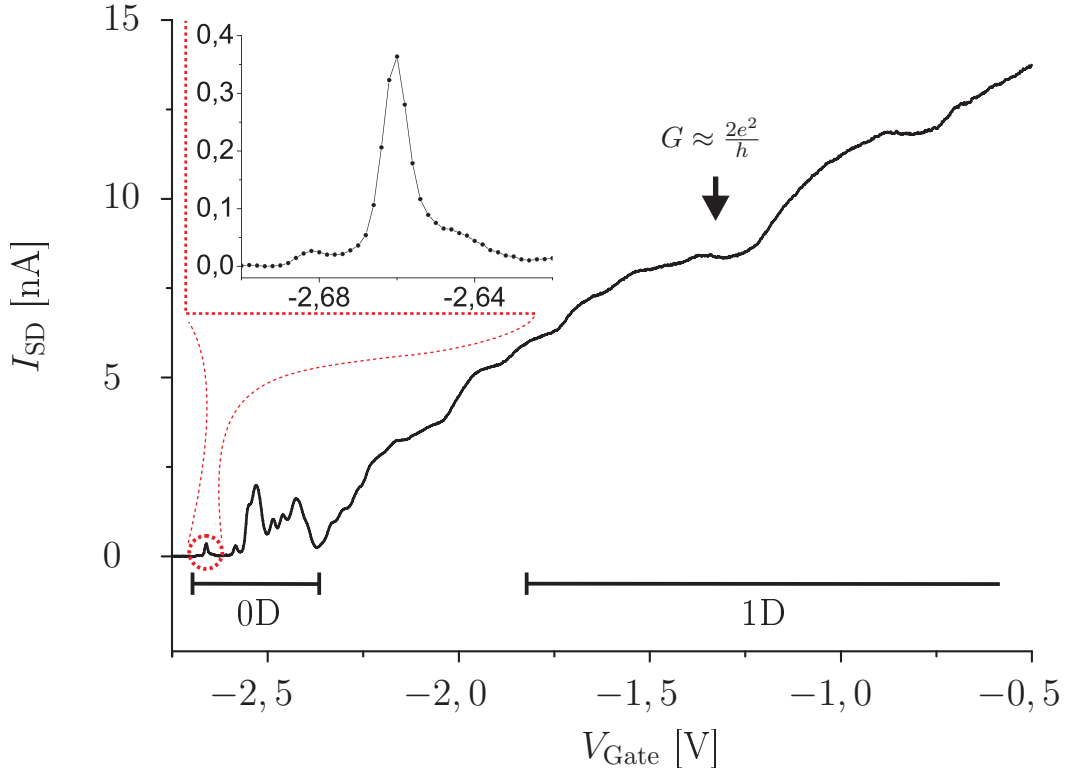


Abbildung 8.2.: Charakterisierung des linken Kanals der Ratschenstruktur auf der Probe 12121\_5\_R5 in der Nähe des Pinch-Off-Punktes. Mit negativ werdender Side-Gate-Spannung verarmt der Kanal und zeigt zunächst ein eindimensionales Verhalten (markiert 1D) mit Quantisierungsplateaus um in das 0D-Regime überzugehen mit ausgeprägten Coulombpeaks nah am Pinch-Off. Das Inset zeigt den ersten Coulombpeak, der genauer untersucht wird [83, 130]

wird auch der letzte leitfähige Kanal verarmt und zerfällt in kleinere leitfähige Bereiche die ihrerseits weiterhin verarmt werden. Ab dieser Spannung zeigt sich eine Serie von überlagerten Coulombpeaks, aus deren zum Pinch-Off hin ein einzelner Peak (bei ca.  $V_{\text{Gate}} = 1,55$  und  $1,66$  V) entsteht. Ein solcher Übergang von eindimensionalem zum nulldimensionalen Transport aufgrund fortschreitender Verarmung des Kanals mit  $V_{\text{gate}}$  wurde schon in [131] beobachtet. Der letzte Peak, mit rotem Kreis markiert, wird mittels Quantenpunktspektroskopie wie in Kapitel 4.2.1 beschrieben charakterisiert. Das Ergebnis ist in Abbildung 8.3 zu sehen.

Man sieht hier die aus einem Satz Messungen  $I_{\text{SD}}(V_{\text{Gate}})$  für entsprechende Gate-Spannungen bestimmte differentielle Leitfähigkeit  $dI_{\text{SD}}/dV_{\text{SD}}$  aufgetragen in der Ebene  $V_{\text{Gate}}/V_{\text{SD}}$ . Die dunklen Bereiche Kennzeichen die Coulomb-Blockade (jeweils die Hälfte eines Coulomb-Diamanten) mit einem versetzten Leitfähigkeitspeak in Mitte des Plots. Aus diesem Falschfarbenplot werden die elektronischen Eigenschaften des Quantenpunktes berechnet: die einzelnen Kapazitäten ergeben sich zu  $C_{\text{Gate}} = (4 \pm 1) \times 10^{-18}$  F,  $C_{\text{Drain}} = (38 \pm 14) \times 10^{-18}$  F sowie  $C_{\Sigma} = (88 \pm 31) \times 10^{-18}$  F. Dabei ist  $C_{\text{Gate}}$  die Kapazität zwischen Gate und dem Quantenpunkt,  $C_{\text{Drain}}$  die Kapazität zwischen Drain und Quantenpunkt und  $C_{\Sigma}$  beschreibt die Gesamtkapazität des Quantenpunktes. Die Energie, die nötig

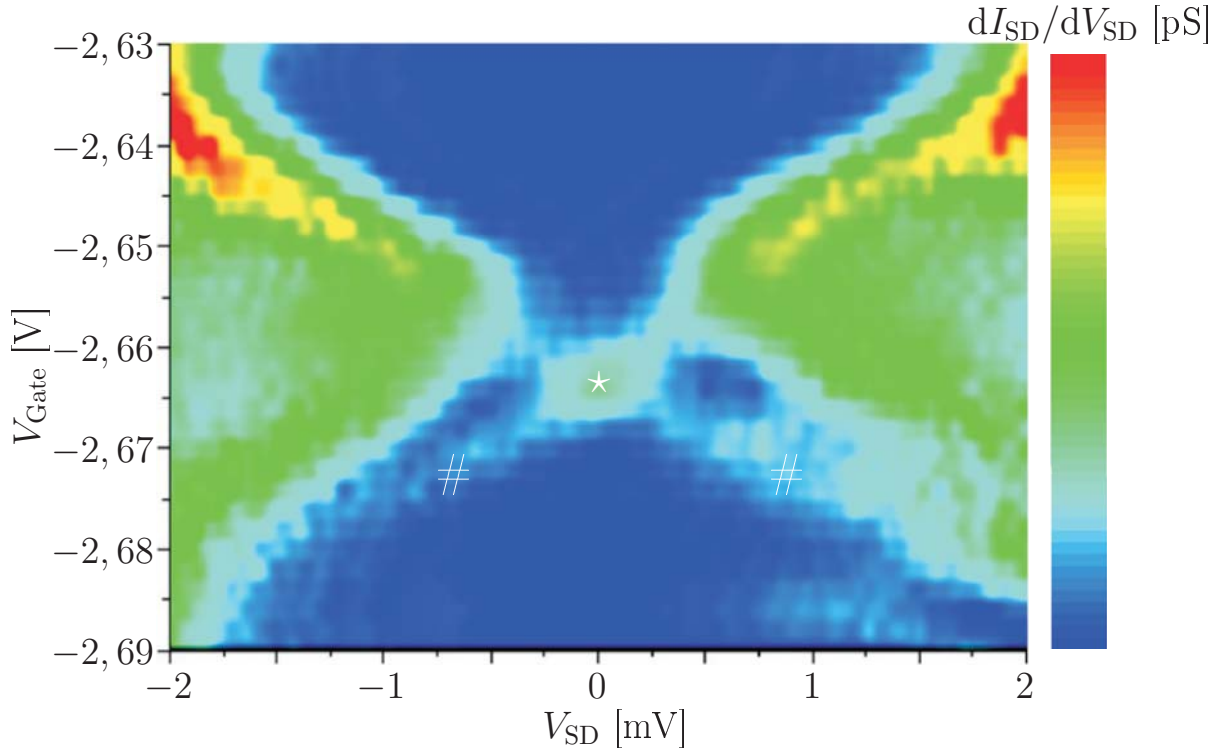


Abbildung 8.3.: Der Quantenpunkt aus Abbildung. 8.2 wird spektroskopisch untersucht. Zu sehen sind interessante Abweichungen vom typischen Verhalten, siehe Abbildung 4.8 im Kapitel zur Theorie der Nanostrukturen, die mit Markierungen gekennzeichnet wurden. [130]

ist den Quantenpunkt mit einem Elektron zu laden ergibt sich zu  $E_C = 0.9 \pm 0.3 \text{ meV}$ . Der energetische Abstand zwischen zwei Energieniveaus innerhalb des Punktes ist  $\Delta E = 1.8 \pm 0.6 \text{ meV}$  groß. Unter der Annahme eines perfekt runden Einschlußpotentials ergibt der Energieabstand die laterale Ausdehnung des Quantenpunktes  $(4.2 \pm 1.4) \times 10^{-15} \text{ m}^2$  mit einem Radius von  $(136 \pm 6) \text{ nm}$ .

In Abbildung 8.3 sieht man jedoch einige Abweichungen vom üblichen Verhalten eines Quantenpunktes in Spektroskopiemessungen. Diese wurden in der Abbildung mit Markierungen versehen.

- $\star$  kennzeichnet eine Leitfähigkeitsinsel die von der Umgebung isoliert ist
- $\#$  zeigen eine Leitfähigkeitsstufe parallel zu Seiten des Coulombdiamantes. Diese sind nicht symmetrisch in  $V_{\text{gate}}$ .

Als Erklärung für solches Verhalten werden Berechnungen verwendet, die von Franz Kaiser am Lehrstuhl für Theoretische Physik I in Augsburg durchgeführt wurden. Das von ihm entwickelte Modell geht von einem doppelten Quantenpunkt (Zwei-Niveau-System), einem so genanntem Qbit aus, dessen einzelne Quantenpunkte stark untereinander gekoppelt sind und die Coulomb-Wechselwirkung großen Einfluss hat. Für eine theoretische Herleitung wird auf [130] verwiesen. Wichtig ist festzuhalten, dass es sich beim untersuchten System

um ein Qbit mit starker Kopplung handelt.

Dieses System wird nun auf den Einfluss von akustischen Oberflächenwellen untersucht. Der interdigitale Schallwandler erzeugt eine SAW, die in das System vom unteren Bildrand in der Abbildung 8.1 eindringt. Eine nach 7.3.3 durchgeführte Messung des akustoelektrischen Stromes ergab eine Resonanzfrequenz von 360,7 MHz, wie in Abbildung 8.4 zu sehen ist. Dabei wurde der Strom durch den rechten Kanal gemessen, während der linke durch Anlegen einer ausreichend hohen Spannung am linken Side Gate geschlossen war. Der rechte Kanal befand sich dabei nah am Pinch-Off und die angeregte akustische Oberflächenwelle ( $P = 12$  dBm) transportierte einige Elektronen durch den gerade noch verarmten Kanal. Die so ermittelte Frequenz beträgt 360,7 MHz was der theoretischen Resonanzfrequenz für ein IDT mit Periodizität von  $\lambda = 8$  MHz von 360,6 MHz sehr nahe kommt.

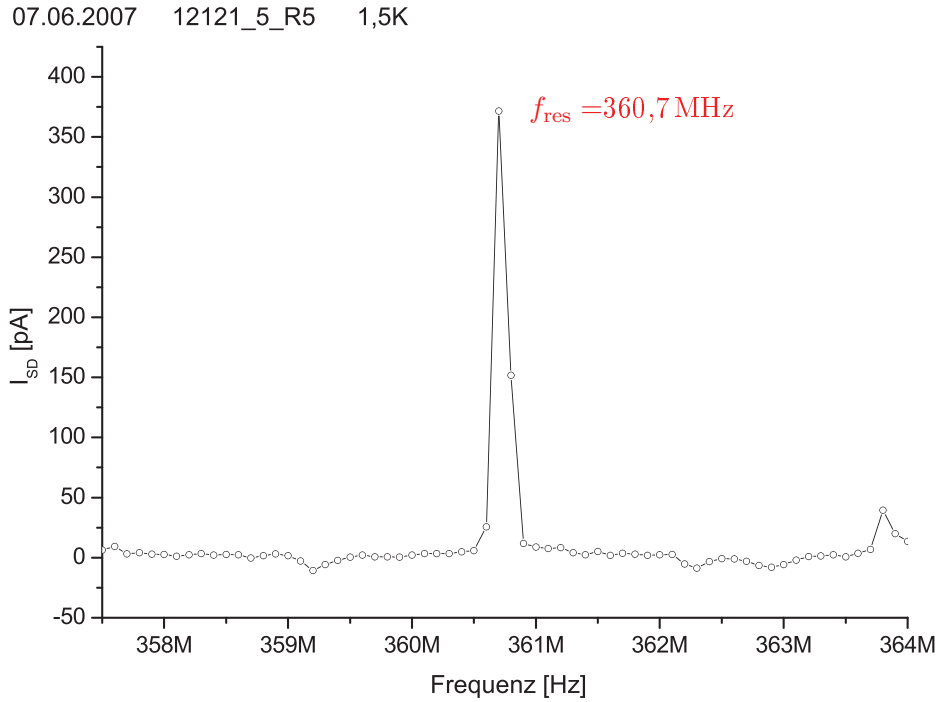


Abbildung 8.4.: Bestimmung der Resonanzfrequenz des IDTs mit  $\lambda = 8$  MHz am rechten Kanal der Struktur mit Hilfe der Strommessung (siehe 7.3.3. Der linke Kanal ist vollständig verarmt, der rechte befindet sich nach am Pinch-Off ( $V_{\text{SideGate}} = -1,95$  V,  $P = 12$  dBm). Die Temperatur betrug ca. 1,3 K. Der Peak ergibt die Resonanzfrequenz von  $f_{\text{res}} = 360,7$  MHz. Siehe auch [83].

Wird durch das oben beschriebene System eine akustische Oberflächenwelle geschickt, ergibt sich ein interessanter Effekt, der auf das ratschenartige Verhalten hindeutet, siehe Abbildung 8.5. Für bestimmte Gate( $V_{\text{gate}}$ )-Spannungen und einen endlichen Leistungsbe-  
reich der Oberflächenwelle dreht sich der Strom, der mit wenigen  $\mu\text{V}$  in positive Richtung definiert wird, ins Negative um. Dieser Effekt setzt erst ab einer bestimmten Leistung der SAW ein: kleinere Leistungen beeinflussen den Strom nicht, für höhere steigt der Strom stark ins Positive an. In dem Falschfarbenplot wurden zwei (gelbe) Linien eingezeichnet und ein Verlauf des Stromes entlang dieser Linien oberhalb und links vom Hauptdiagramm eingefügt.

## 8. Vorangegangene Messungen - Ratschensysteme

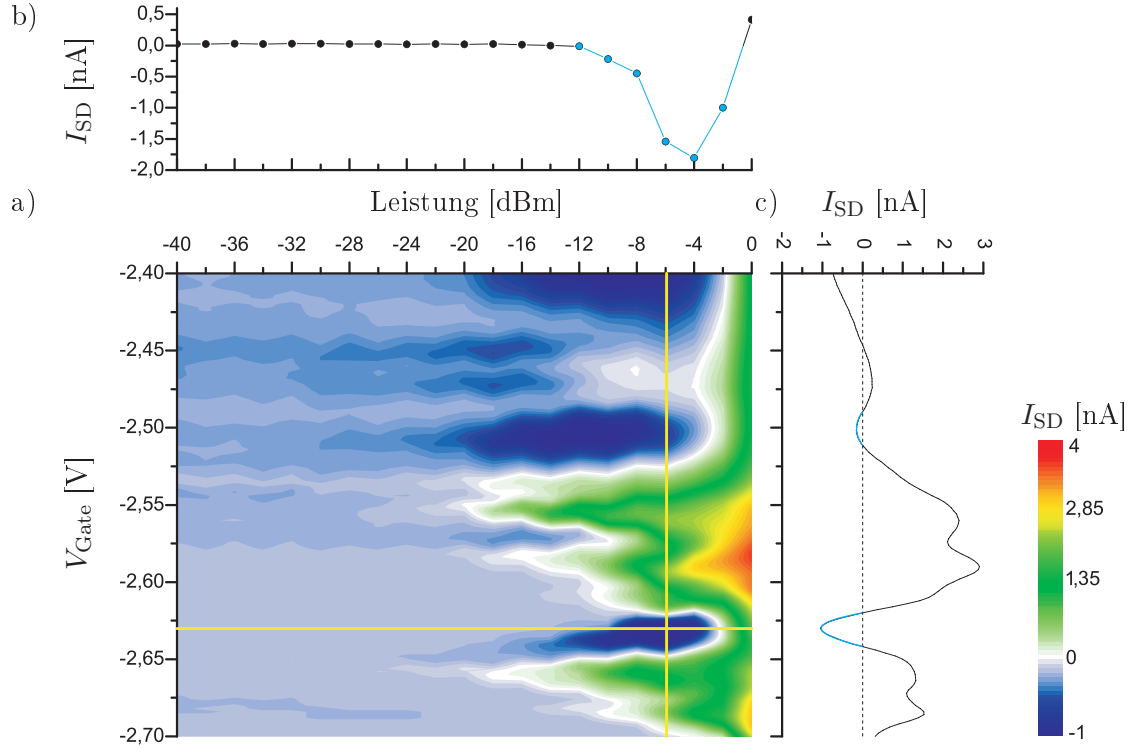


Abbildung 8.5.: Einfluss der akustischen Oberflächenwelle auf den Strom ( $I_{SD}$ ) durch den linken Kanal. Die Side Gate-Spannung wird für eine Reihe von Leistungen des Eingangssignals am unteren IDT bei Resonanzfrequenz variiert und der Strom aufgenommen. (a) ist das Hauptdiagramm, (b) und (c) Auszüge aus den Messungen entlang der gelben Linien in (a). Man sieht, dass sich für einen Leistungsbereich zwischen -20 und -2 dBm und bei bestimmten  $V_{gate}$ -Werten der Strom umkehrt (tief blaue Bereiche), was auf einen Ratscheneffekt hindeutet. Dieses Verhalten ist anhand einzelner Diagramme (a) und (c) entlang der gelben Linien in (a) hervorgehoben.

### Erklärungsansatz

Mit Hilfe der Spektroskopiemessungen (Abbildung 8.3) wurde gezeigt, dass das hier untersuchte System ein Zweiniveau-System ist. Deswegen basiert der Erklärungsansatz an der einfachsten Ausführung für ein solches System, dem Quantenbit (Doppelquantenpunkt, siehe Kapitel 4.2.2), das bei vorliegendem Probendesign auch sehr wahrscheinlich ist. Dabei handelt es sich hier um zwei räumlich getrennte, aber über eine Tunnelbarriere gekoppelte Quantenpunkte. Diese sind nach Außen ebenfalls durch Tunnelbarrieren von den Zuleitungen getrennt. Die Gates steuern die Position der Energieniveaus, verschieben sie also nach oben oder unten auf der Energieskala und beeinflussen auch die räumliche Ausdehnung der Quantenpunkte und somit den Abstand der Niveaus untereinander im einzelnen Quantenpunkt. Zusätzlich überlagert das elektrische Feld einer Oberflächenwelle sowohl die Barrieren wie auch die Energieniveaus eines Quantenpunktes. Eine Skizze der Interaktion einer SAW mit dem Potential eines Quantenpunktes zeigt die Abbildung 8.6.

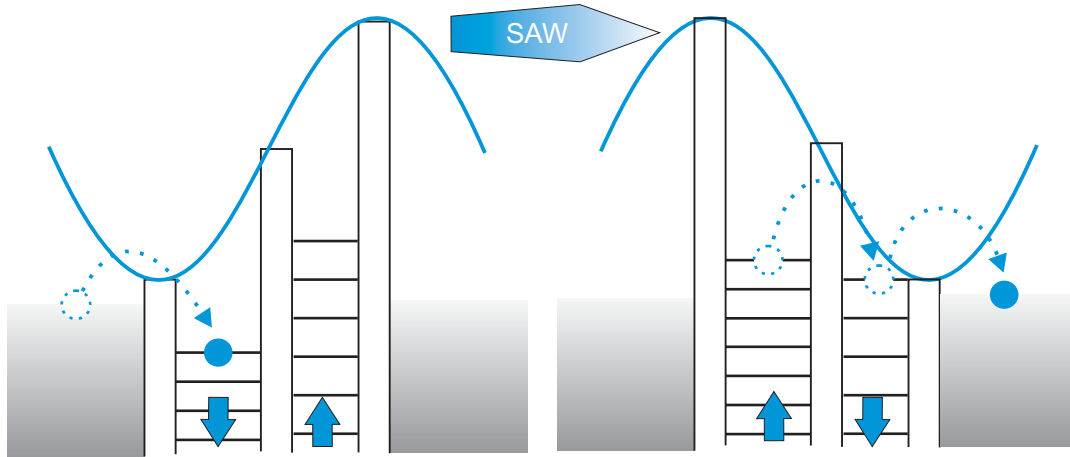


Abbildung 8.6.: Skizze eines stark vereinfachten Modells für den Einfluss einer akustischen Oberflächenwelle auf einen Doppelquantenpunkt. Die Sinuskurve symbolisiert jeweils das Potential der Oberflächenwelle, der blaue Kreis ein transportiertes Elektron. Auf beiden Seiten des Doppelquantenpunktes sind die Fermi-niveaus der Zuleitungen eingezeichnet. Die einzelnen Quantenpunkte sind durch Tunnelbarrieren untereinander und von den Zuleitungen getrennt. Das linke Bild zeigt das Eintreten der Oberflächenwelle, das rechte die Situation eine halbe Wellenzyklus später. Der Einfluss der Oberflächenwelle wurde absichtlich größer skizziert, denn die Wellenlänge der SAW ist weitaus größer als die Ausdehnung des Doppelquantenpunktes. Details siehe Text.

Auf unser System – Doppelquantenpunkt – angewandt ergibt sich folgendes, vereinfachtes Bild. Das die Welle begleitende Feld superponiert mit der Potentiallandschaft der einzelnen Quantenpunkte. Im linken Teil der Abbildung sieht man eine eintretende Welle deren Potential die linke (Eintritts-)Tunnelbarriere senkt, so dass ein Elektron aus dem linken Reservoir leichter in das erste Quantenpunkt tunneln kann. Eine halbe Wellenlänge später wird die Barriere auf der rechten Seite des Doppelquantenpunktes (die Austrittsbarriere) gesenkt und das Elektron kann über ein Zwischenzustand im rechten Quantenpunkt in das rechte Reservoir mit größerer Wahrscheinlichkeit tunneln. Zusätzlich werden noch die Niveaus innerhalb der Quantenpunkte mit dem Wellenpotential moduliert. Durch die leichte Vorspannung der Fermi-niveaus der Zuleitungen und des Impulses der durch die Welle auf die mitgeführten Elektronen übertragen wird (siehe Kapitel 5) ergibt sich ein Nettostrom von links nach rechts in der Ausbreitungsrichtung der Welle. Eine Asymmetrie der Quantenpunkte kann den Stromtransport in beide Richtungen begünstigen oder vermindern, abhängig von der Lage der freien/besetzten Energieniveaus in den Quantenpunkten. Das Verhalten wird in der Abbildung 8.6 diskutiert.

Übertragen auf die Messungen in Abbildung 8.5 ergibt sich folgende Erklärung: Für sehr niedrige Leistungen ist der Strom Null, da an dem System keine Source-Drain-Spannung anliegt und somit keine Stromrichtung vorgegeben wurde. Erst ab einer Leistung von ca.  $P = -28$  bis  $-20$  dBm setzt ein messbarer Strom ein und kann, abhängig von der Gate-Spannung, sowohl positiv wie negativ sein. Diese Bereiche wechseln mit  $V_{\text{Gate}}$  ab, was die Vermutung zulässt, dass für die Entstehung dieser Bereiche die Lage der Niveaus in beiden Quantenpunkten verantwortlich ist. Es ist höchst unwahrscheinlich, dass beide Quanten-

punkte identisch sind, somit ist die Lage deren Energieniveaus und deren Abstand für beide Quantenpunkte verschieden. Abbildung 8.7 erklärt das Entstehen der Stromumkehr. Demnach ist die veränderte Lage der Niveaus in beiden Quantenpunkten zueinander ausschlaggebend und das leichte „Rütteln“ der Oberflächenwelle an den Tunnelbarrieren im System einen Nettostrom in eine Richtung erst möglich macht. Für höhere Amplituden spielt der von der SAW an die mitgeführten Elektronen übertragene Impuls eine Rolle und ein positiver Strom für alle Gatespannungen stellt sich ein.

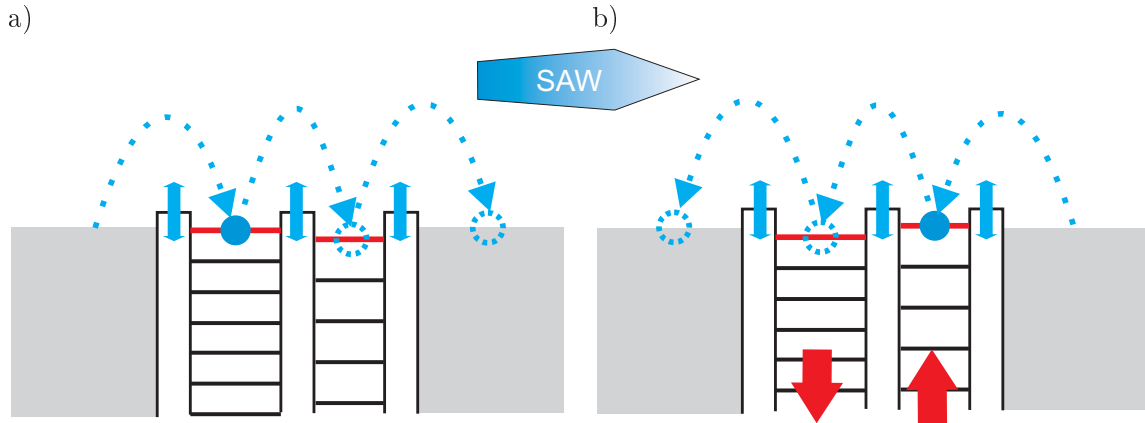


Abbildung 8.7.: Skizze zur Erklärung der Stromumkehr im Ratschensystem aus Abbildung 8.5. Die Amplitude der Oberflächenwelle ist klein und die Superposition mit den Tunnelbarrieren gering, beide Fermi-niveaus der Zuleitungen sind auf dem selben Potential. (a) stellt die Situation für den einsetzenden positiven Strom, z. B. für  $V_{\text{Gate}} = -2,55$  oder  $-2,66$  V. Das nah der Fermikante liegende Energieniveau im linken Quantenpunkt liegt höher als das des rechten. Durch minimale Veränderung der Barriere zwischen linken Quantenpunkt und seiner Zuleitung wird ein Tunneln des Elektrons in den Quantenpunkt begünstigt. Da das freie Energieniveau im rechten Quantenpunkt energetisch günstiger liegt tunnelt das Elektron weiter in den zweiten Quantenpunkt und von dort aus – wenn die Tunnelbarriere von der SAW leicht gesenkt wurde – in den rechten Kontakt. (b) zeigt analoge Situation für eine andere Stellung der Energieniveaus in den Quantenpunkten, hier ist das freie Niveau im rechten Quantenpunkt höher aufgrund der veränderten Gatespannung. Da sonst keine weiteren Parameter verändert wurde, stellt sich entsprechender Strom nach links, der dann als negativer Strom gemessen wird. Rote Pfeile kennzeichnen den Einfluss des Gates sowie die wichtigsten, zum Transport beitragenden Niveaus, die blauen Pfeile den Einfluss der Oberflächenwelle und den Transportmechanismus der Elektronen.

Wahrscheinlich hat jedoch das komplexe Zusammenspiel von der Amplitude und Wellenlänge der Oberflächenwelle, der Höhe der Eintritts- und Austrittsbarrieren, der Größe der Quantenpunkte, der Asymmetrie des Systems sowie die Kopplung untereinander einen sehr großen Einfluss auf das Ratschenverhalten des Qbits im Schallpfad der Welle. Theoretische Arbeiten, z. B. [82], sowie Experimente [132], zeigen, dass Ratschen-Effekte beim Elektronentransport durch Quantenpunkte im Coulomb-Blockade-Regime auftreten können. Um den Einfluss der einzelnen Parameter zu studieren, ist die hier gemessene Struktur leider nur bedingt geeignet da nur das zufällige Entstehen des Systems während des Abkühlprozesses ermöglichte die besprochenen Messungen. Deswegen wurde als Ziel der Arbeit



ein System zu entwickeln, dass alle diese Parameter – mit Ausnahme der Resonanzfrequenz der akustischen Oberflächenwelle, die ja durch den Fingerabstand des Transducers festgelegt wird – in bequemer Weise gesteuert und kontrolliert werden.

## 8.2. Überlegungen zum Probandesign

Als Grundmaterial soll weiterhin GaAs/AlGaAs verwendet werden, die Nanostruktur wird auf einer lithografisch definierten Mesa positioniert. Folgende Punkte wurden diskutiert:

- Parameter, wie die Kopplung zwischen den Quantenpunkten und an die Zuleitungen können über ein elektrisches Feld mit Hilfe von Top Gates, in Analogie zu Split Gates (siehe Seite 2.3.1), beeinflusst werden.
- Um eine möglichst große Flexibilität beim Erstellen der Top Gates zu ermöglichen, soll die Nanostruktur durch Ätzen definiert werden. Da sich das naßchemische Ätzen als eine zuverlässige, schnelle und günstige Alternative erwiesen hat, wird auf dieses erprobte Verfahren zurückgegriffen. Die Top Gates werden über die geätzte Nanostruktur angebracht.
- Die Größe der Quantenpunkte kann wie zuvor schon über Side Gates im 2DEG gesteuert werden.

Abbildung 8.8 stellt die Skizze für das oben erwähnte Probandesign.

Ein solches Probandesign könnte auch Anwendung finden bei Untersuchung von ladungsbetriebenen Quantenbits. Diese können theoretisch die Basiseinheit eines zukünftigen Quantencomputers darstellen, da es möglich sein sollte beide Quantenpunkte mit Elektronen einzeln zu be- und entladen. Zur Zeit werden zu diesem Zweck nur Proben entwickelt, die ausschließlich metallische Top Gates verwenden [133].

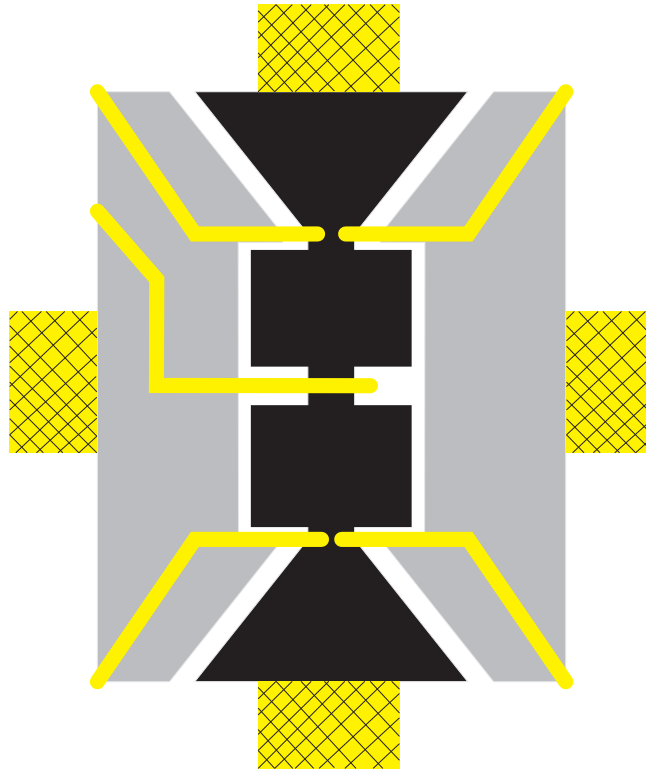


Abbildung 8.8.: Skizze einer Doppelquantenpunktprobe mit der Möglichkeit einzelne Parameter einzustellen. Der schwarze Bereich markiert die Doppelquantenpunktstruktur die untersucht wird. Die ebenfalls im 2DEG geätzte Side Gates sind grau. Die Top Gates, die in Gelb eingezeichnet sind, werden über Bondpads (nicht in der Skizze) an Chipcarrier gebondet und liegen an den Stellen des Doppelquantenpunkts die für die Ausbildung von Potentialbarrieren verantwortlich sind und diese kontrollieren sollen. Source und Drain sowie die Side Gates werden über Ohmsche Kontakte gebondet (gelb, schraffiert).

## 9. Messungen und Ergebnisse

*The true method of knowledge is experiment.*

William Blake

Das folgende Kapitel behandelt den Hauptteil der durchgeführten Messungen. Da das Zielsystem sehr komplex ist, werden die Messungen mit ansteigender Komplexität vorgestellt: von einfachen eindimensionalen Kanälen über Kanäle mit Top Gates bis hin zu Quantenpunktstrukturen mit Top Gates und IDTs.

### 9.1. Eindimensionale Kanäle

Das angestrebte Ziel, einen (Doppel-)Quantenpunktsystem mit frei einstellbaren Parametern, wie es in 8.2 diskutiert wurde, ist ein hoch komplexes System mit vielen Parametern. Ihr Einfluss auf den Stromtransport ist zwar theoretisch bekannt, ist aber im Experiment im Zusammenspiel aller Parameter bis jetzt nicht eingehend untersucht worden. Der erste Ansatz wird daher sein, die einzelnen Einflussgrößen am Anfang möglichst getrennt zu untersuchen. Zudem kann man beim Steigern der Komplexität der untersuchten Systeme die Probenherstellung optimieren. Der erste Schritt war es, das nass-chemische Ätzverfahren vom deep etching, wie bei der Ratschenprobe 12121\_5\_R5 aus Kapitel 8 verwendet, auf shallow etching (Kapitel 6.4) umzustellen. Die früheren Versuche zeigten bei dem erstgenannten sehr hohe Leckströme zwischen den Top Gates und den Gates bzw. dem untersuchten Kanal, die weitere Messungen unmöglich machten. Zudem wurde bei der Erstellung der relativ einfachen Strukturen wie den eindimensionalen Kanälen das Positionieren der Topgates auf dem Kanal bzw. in den Ätzgräben signifikant verbessert. Die ersten Proben, die hergestellt wurden, waren eindimensionale Kanäle unterschiedlicher Länge und Breite. Sie wurden zunächst ohne Top Gates charakterisiert, später – nach nochmaligem lithografischen Prozess und thermischen Aufdampfen – wurde auch der Einfluss der Topgates untersucht.

#### 9.1.1. 1D-Kanäle auf Probe HB\_2\_II

Drei Proben (Proben HB\_2\_II\_A, HB\_2\_II\_B und HB\_2\_II\_C), die auf der Hallbar HB\_2\_II hergestellt wurden und verschiedene eindimensionale Kanäle enthalten, wurden ausgewählt um typische Messungen an 1D-Kanälen zu beschreiben. Dabei sollen sowohl die Ergebnisse wie auch Probleme dargestellt werden, die während der Untersuchung von aufgetreten sind.

### Kurzer Kanal (HB\_2\_II\_A)

Die Abbildung 9.1 zeigt eine REM-Aufnahme des hergestellten 1D-Kanals und dessen Ausmaße sowie die Positionierung auf der Mesa und die kontaktierten Anschlüsse.

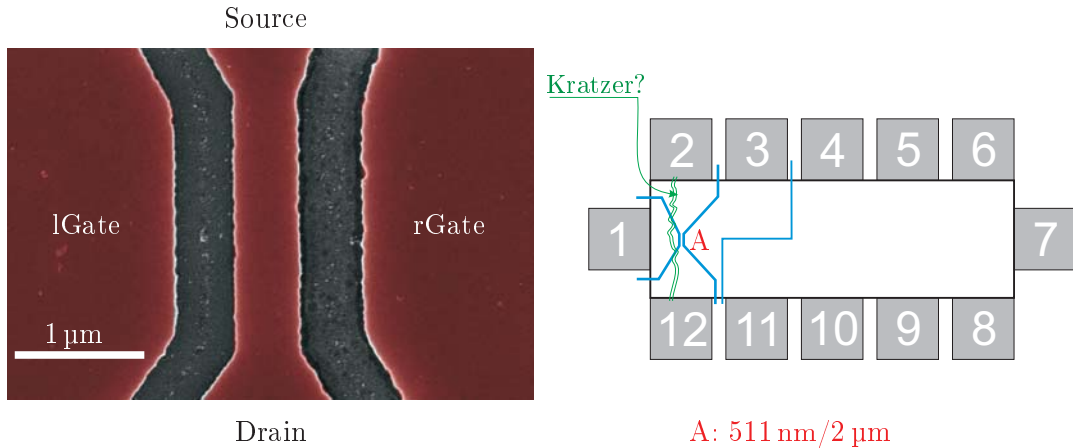


Abbildung 9.1.: REM-Aufnahme des eindimensionalen Kanals HB\_2\_II\_A (links) und der Position auf der Probe (rechts). Bereiche, die das zweidimensionale Elektronengas enthalten, sind rot hervorgehoben, die Anschlüsse (Source, Drain, lGate und rGate) sind entsprechend gekennzeichnet. Der Kanal ist 511 nm breit und 2 µm lang. Rechts befindet sich die Skizze des Kanals auf der Probe HB\_2\_II. Am Mikroskop war quer über dem linken Side Gate (lGate) ein Kratzer/Verschmutzung zu sehen die ebenfalls eingezeichnet wurde. Die Messungen ergaben jedoch keine Anomalie, wenn versucht wurde, den Kanal über linkes Gate zu verarmen.

Nach Erreichen der Messtemperatur, üblicherweise 1,5 K, werden die Kontakte und die Linearität der Kontakte und des Kanals mittels eine Kennlinie  $I_{SD}(V_{SD})$  bei allen Gates auf 0 V überprüft. Sollte kein Strom zu sehen sein, kann die Leitfähigkeit des Kanals durch positives Vorspannen der Gates erhöht werden. Eine solche Messung ist in Abbildung 9.2 zu sehen.

In dieser Abbildung ist ein Phänomen zu sehen, das bei alle Messungen auftritt: ein Spannungsoffset (ab hier als Offset bezeichnet), der für eingestellte  $V_{SD} = 0 \mu V$  einen endlichen, negativen Strom erzeugt. Die Ursache für die zusätzliche Spannung konnte bis zum Abschluss der Arbeit nicht ermittelt werden. Der Versuchsaufbau wurde mehrfach verändert, die Messgeräte ausgetauscht und der Probenstab neu verdrahtet – der Offset konnte nicht beseitigt werden. Dennoch ist die Ursache im Messaufbau und nicht in den Proben zu sehen, denn Vergleichsmessungen am Messaufbau in Braunschweig haben dieses Verhalten nicht bestätigt. Verantwortlich dafür konnten Kontaktspannungen an Messleitungen (im Probenstab oder außerhalb), Leckströme zwischen den Leitungen oder Masseprobleme sein. Der Offset veränderte sich auch nach nochmaligem Abkühlen bzw. von Probe zu Probe in einem kleinen Bereich von ca. 50 µV blieb jedoch immer positiv. Eine genauere Analyse lieferte [134].

Um dennoch Messungen mit möglichst kleiner Verspannung durchzuführen wurde der Offset immer ermittelt und die Spannung am Source Meter entsprechend eingestellt. Eine angelegte Spannung  $V_{SD}$ , die der Offset-Spannung entspricht, wird im weiteren Verlauf als Netto-Null-Spannung, eine um die Offset-Spannung reduzierte Spannung als Netto-Spannung bezeichnet.

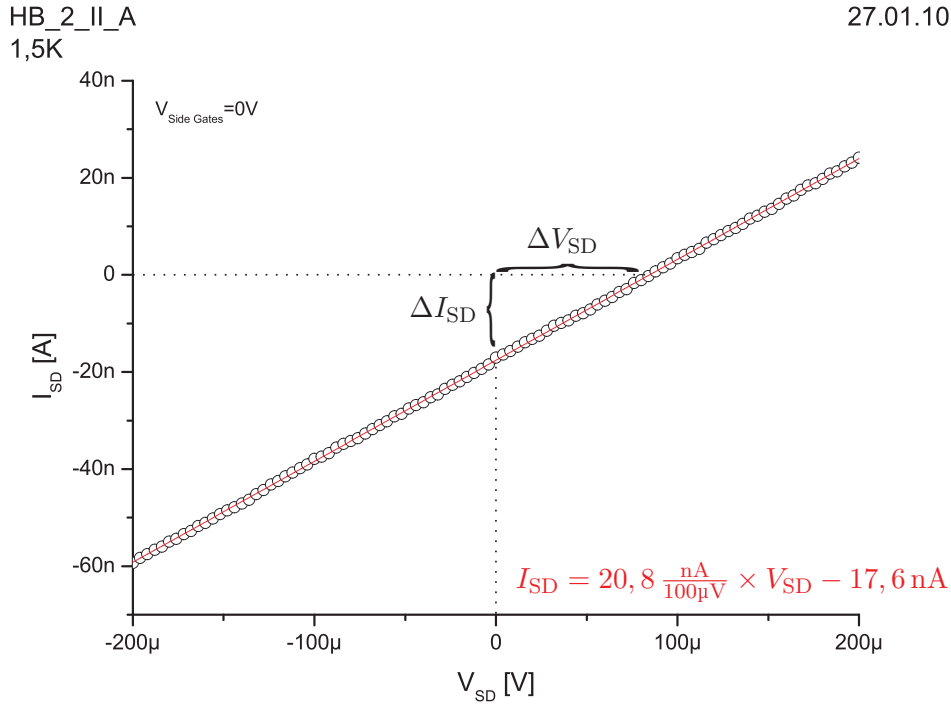


Abbildung 9.2.: Kennlinie der Probe HB\_2\_II\_A nach dem Abkühlen auf 1,5 K. Solche Kennlinien werden nach jedem Abkühlen der Probe aufgenommen um die Qualität der Kontakte (Bonds, Ohmsche Kontakte) zu überprüfen. Der lineare Fit ist rot eingezeichnet. Gut zu sehen ist der im Text angesprochener Offset, der hier  $\Delta I_{\text{SD}} = -17,6 \text{ nA}$  bzw.  $\Delta V_{\text{SD}} = 85 \mu\text{V}$  beträgt.

Eine andere Messanomalie zeigt sich in Abbildung 9.3. Hier entsteht direkt nach<sup>1</sup> dem Pinch Off ein relativ großer Strompeak. Aus diesem Grund wird diese Anomalie im weiteren Verlauf als 1st-Peak-Anomalie bezeichnet. Der Peak ist – in Position und Höhe – im großen Spannungsbereich unabhängig von der angelegten Source-Drain-Spannung und hat möglicherweise die gleiche Ursache wie der oben beschriebene Offset oder wird sogar durch diesen erzeugt. Ähnlich wie das oben beschriebene Phänomen, lies sich dieser Fehler durch Modifizieren des Versuchsaufbaus nicht beseitigen, wurde jedoch während der Messungen in Braunschweig nicht beobachtet.

Der Erste Peak hat folgende Eigenschaften die während der gesamten Messungen in Augsburg beobachtet wurden:

- Lage am Pinch Off: der Peak erscheint immer am (vermeintlichen) Pinch Off. In wie weit er diesen Beeinflusst bzw. überlagert kann nur spekuliert werden. Ab einem bestimmten Punkt – gemeint ist hier vor allem die Potentiallage der untersuchten Struktur – scheint der Einfluss zu schwinden und es ergibt sich ein erwarteter Stromverlauf. Dieser Punkt ist in Abbildung 9.3 mit „Drehpunkt“ gekennzeichnet und erscheint üblicherweise auf der rechten, abfallenden Flanke des ersten Peaks. Wie in der Abbildung zu sehen, zeigen die Messungen übliche Abhängigkeit von der Source-Drain-Spannung.

<sup>1</sup>gesehen von links nach rechts entlang der Gate-Spannung

- Polarität: bei allen Messungen wies der Peak positiven Strom auf. Wechsel von Source-Drain, also der angelegten Spannung/Stromrichtung, verringerte die Höhe des Peaks aber nicht seine Polarität. Starke negative Vorspannung lies den Peak aber fast Null werden. Diese Tatsache spricht für zusätzliche Spannungsquelle innerhalb des Aufbaus, jedoch nur für nicht allzu hohe Source-Drain-Spannung. Wäre das Verhalten linear, sollte es möglich sein negativen Strom an der Stelle zu erzeugen statt ihn nur zu kompensieren.
- Die Höhe und die Breite des Peaks war innerhalb einer Abkühlperiode stets stabil, nach dem erneuten Abkühlen bzw. Wechsel der Probe änderte sich der Peak zum Teil erheblich. Auch das spricht für eine zusätzliche Spannungsquelle, die mit  $V_{SD}$  additiv, siehe oberer Punkt, superponierte. Jedes Abkühlen veränderte die Potentiallandschaft der untersuchten Struktur und veränderte so anscheinend die Sensibilität des Stroms auf die zusätzliche Spannung.

Die Anomalie hat leider einen großen Einfluss auf die Qualität der Messungen. Zum einen sind genaue spektroskopische Messungen von Quantenpunkten kaum möglich, da der erste Peak sehr hoch ist im Vergleich zu den erwarteten Leitfähigkeitspeaks einer Coulombblockade und überlagert diese in meisten Fällen vollständig. Zum anderen ist eine Messung akustoelektrischen Stromes ebenfalls nicht möglich. Der Peak ist im Bereich von einigen nA, wohingegen ein Transport der Elektronen mittels Oberflächenwellen einen Strom (wie in 5 beschrieben) nach  $I = nef$  für Frequenzen von ca. 1 GHz deutlich unter 1 nA liefern würde.

Die Abbildung 9.3 stellt eine typische Untersuchung des Stromes durch die Struktur in Abhängigkeit von der Verspannung, d. h. der angelegten Source-Drain-Spannung dar. Die Steigung der Kurven ändert sich mit der  $V_{SD}$ , und zwar symmetrisch um die Netto-Null-Spannung für die die Kurve waagrecht verläuft und üblicherweise einige breite und große Peaks aufweist. Solche Kurve wird vorwiegend für Messungen benutzt um ein möglichst unverspanntes System zu untersuchen. Für höhere Beträge von  $V_{SD}$  entwickeln sich die Peaks in mehr oder weniger deutlich ausgeprägte Leitfähigkeitsstufen. Dieses Verhalten wird erwartet und ist folgendermaßen anhand der Skizze in Abbildung 9.4 gut zu erklären.

Die untersuchten Kanäle sind vergleichsweise lang [49], was die Wahrscheinlichkeit, dass sich innerhalb oder in unmittelbarer Nähe des Kanals Störpotentiale befinden, die die Potentiallandschaft des Kanals durch Ausbildung zusätzlicher Tunnelbarrieren modifizieren, erhöht. Diese teilen den Kanal in mehrere kleine Abschnitte, die sogar die Größe eines Quantenpunktes haben können und in eine Aneinanderreihung von Quantenpunkten und eindimensionalen Kanälen übergehen können, siehe z. B. [19]. Die Situation (a) in Abbildung 9.4 entspricht  $V_{SD} = 0$  V für Fermienergien, die kleiner sind als die Tunnelbarrieren am Eingang/Ausgang des Kanals. Nur wenige Niveaus können von den Kontakten aus besetzt werden und diese sind durch Tunnelbarrieren innerhalb des Kanals unterbrochen. Die Änderung der Gatespannung, die Leitfähigkeitspeaks entstehen lässt, bewirkt Verschiebung der Niveaus der einzelnen Teile des Kanals untereinander und für bestimmte Gatespannungen reihen sich die Niveaus so an, dass ein Tunneln der Elektronen von einem Teil des Kanals in einen anderen möglich ist (resonantes Tunneln). Steigt die Source-Drain-Spannung, wie im Fall (b) dargestellt, so vergrößert sich das Transportfenster für die Elektronen und zusätzliche Niveaus können besetzt werden. Einige der Tunnelbarrieren

HB\_2\_II\_A  
1,5K

27.10.10

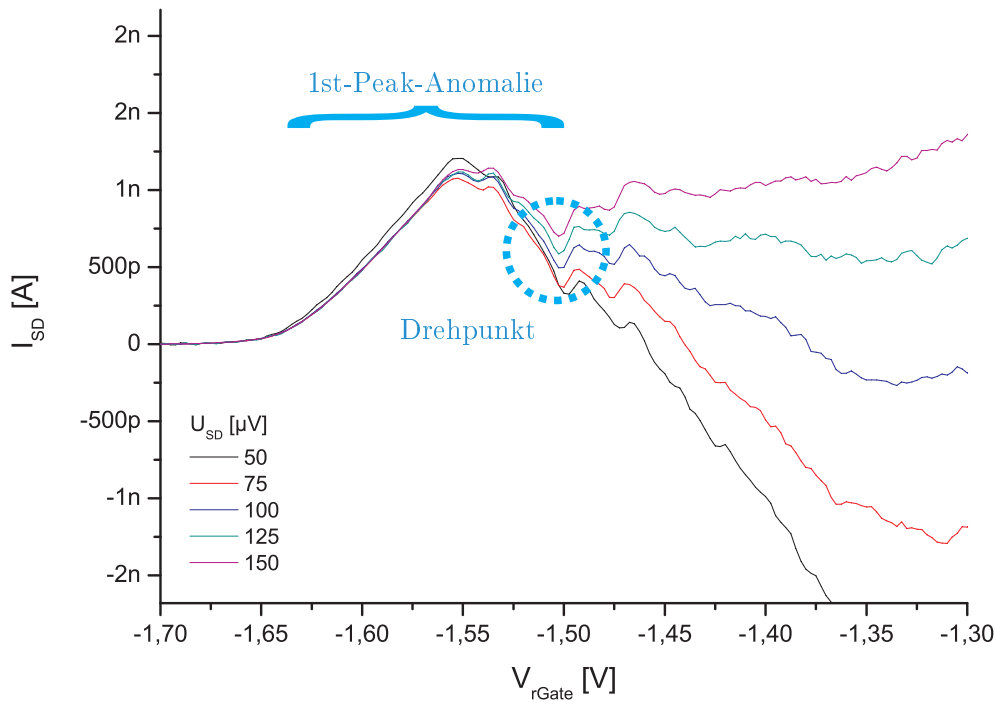


Abbildung 9.3.: Ein Beispiel der im Text erwähnten Anomalie am Pinch Off (1st-Peak-Anomalie). Der erste Peak nach dem Pinch Off (markiert blau) steigt auf einige nA an und bleibt immer positiv. Das Ändern der Source-Drain-Spannung hat weder auf das Einsetzen des Stroms (Pinch Off) noch auf dessen Höhe einen sichtbaren Einfluss. Dieser zeigt sich erst nach dem Maximum des Peaks – in der Abbildung markiert durch einen blauen Kreis und mit „Drehpunkt“ beschriftet. Danach ändert sich die Steigung des Stroms in Abhängigkeit von der Höhe des  $V_{SD}$ . Man kann auch recht gut erkennen, dass die meisten Strukturen im Verlauf der Kurven unabhängig von der angelegten Source-Drain-Spannung erscheinen.

im Kanal unterbrechen die Niveaus jetzt nicht mehr, was die Ausbildung von eindimensionalen Kanälen begünstigt. Auch hier spielt das resonante Tunneln nach wie vor eine Rolle und so entwickeln sich aus den Peaks waagrechte Stufen. Für (c) dominieren aufgrund des weiten Transportfensters vor allem die Niveaus des Kanals den Stromtransport und ein für 1D-Kanäle typisches Bild mit Stufen entsteht. Weitere Steigerung der  $V_{SD}$  hebt die Fermienergie des Source-Kontaktes weit über die Eingangstunnelbarriere des Kanals und ein linearer Stromfluss wird möglich.

### Langer Kanal (HB\_2\_II\_B)

Die Abbildungen 9.5 und 9.6 zeigen die REM-Aufnahme des hergestellten 1D-Kanals, die Ausmaße und die Positionierung bzw. das Ergebnis eines Messbatches. Als Batch wird im Weiteren eine Reihe von Messungen bezeichnet, bei denen ein Parameter verändert und ein anderer untersucht wird. So bedeutet Source-Drain-Batch/Side Gate-Sweep eine Messreihe bei der die Side Gate-Abhängigkeit für unterschiedliche Source-Drain-Werte aufgenommen

## 9. Messungen und Ergebnisse

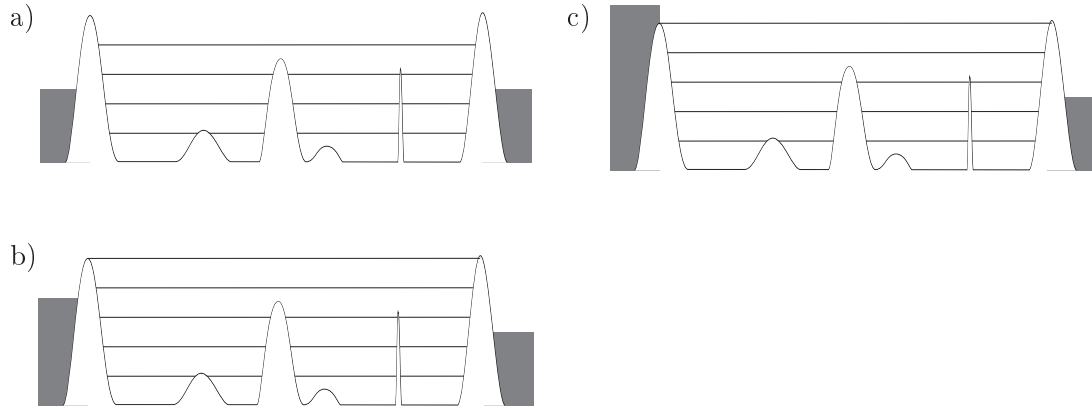


Abbildung 9.4.: Erklärung zur Entstehung von Peaks und Stufen in einem eindimensionalen Kanal in Abhängigkeit von  $V_{SD}$  im Energiediagramm. Die grauen Felder entsprechen den Fermienergien der Zuleitungen, die weiße Kurve der Potentiallandschaft im Kanal. Zudem sind – vereinfacht – die Energieniveaus im Kanal eingezeichnet. Die Source-Drain-Spannung entspricht dem Energieunterschied der Zuleitungen. Fall (a) entspricht  $U_{SD} = 0\text{ V}$ , (b) einer kleinen Verspannung sowie (c) einer großen Verspannung im Bereich einiger Hundert  $\mu\text{V}$ . Erklärung siehe Text.

wird. Der hier untersuchte Kanal ist doppelt so lang als der vorherige (HB\_2\_II\_A) bei gleich bleibender Breite von jeweils 500 nm. Der Offset wurde auf -20 nA und 115  $\mu\text{V}$  bestimmt.

Die Abbildung 9.6 zeigt ähnliches Verhalten des SD-Batches zur Probe HB\_2\_II\_A, also Ausbildung von Peaks für Netto-Null-Offset und deren Übergang zu immer deutlicheren Stufen für höhere Source-Drain-Spannungen. Ein Unterschied liegt im Einsetzen des Stroms, also dem Pinch Off der hier ca. -890 mV beträgt.

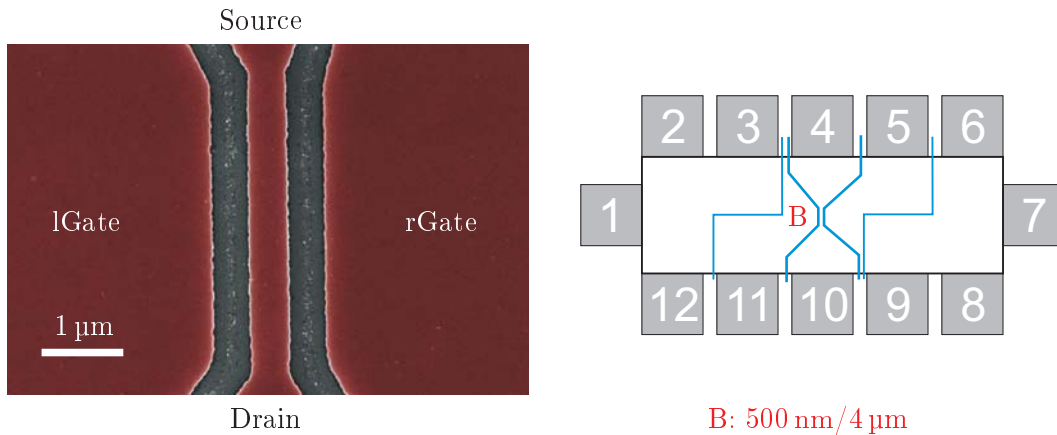


Abbildung 9.5.: REM-Aufnahme des eindimensionalen Kanals HB\_2\_II\_B (links) und der Position auf der Probe (rechts). Bereiche die das zweidimensionale Elektronengas enthalten sind rot hervorgehoben, die Anschlüsse (Source, Drain, lGate und rGate) sind entsprechend gekennzeichnet. Der Kanal ist 500 nm breit und 4  $\mu\text{m}$  lang. Rechts befindet sich die Skizze des Kanals auf der Probe HB\_2\_II.



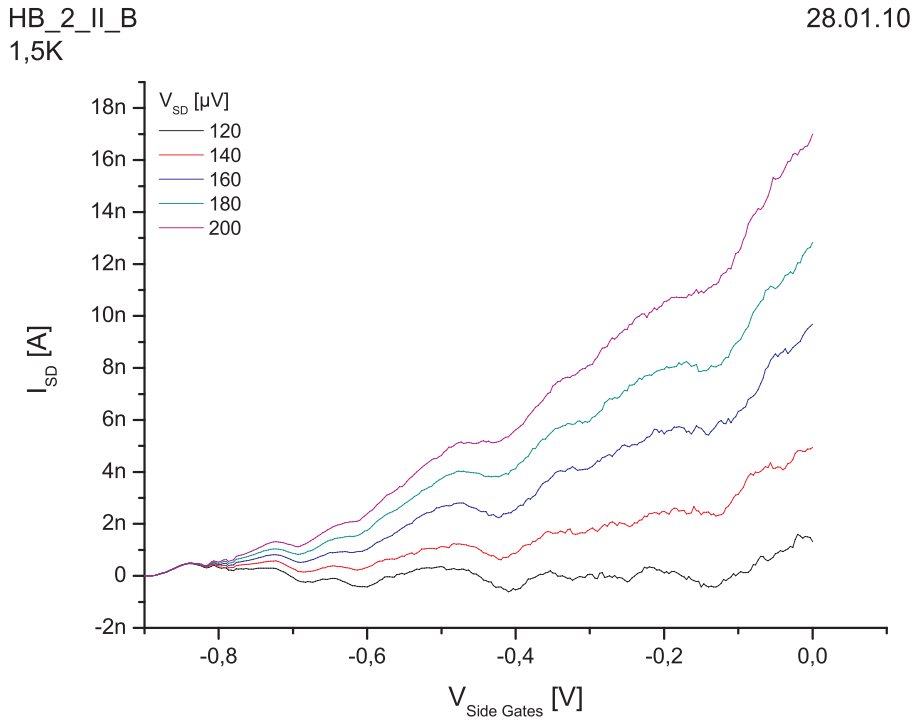


Abbildung 9.6.: Source-Drain-Batch am Kanal HB\_2\_II\_B. Mit steigender  $V_{SD}$ -Spannung treten die Stufen deutlicher zum Vorschein und scheinen sogar zum Teil äquidistant in  $I_{SD}$  zu sein.

Nimmt man die Positionen der Stufen auf und trägt sie als Vielfaches von  $h/e^2$  in einem Diagramm auf, so ergibt sich die Abbildung 9.7. Hier würde man eine stufenartige Abhängigkeit des differentiellen Widerstandes nach 4.1 erwarten. Es ergibt sich jedoch ein anderes Bild. Die Anfitung ergab einen exponentiellen Abfall nach  $f(x) = A_1 \exp(-x/A_2) + A_3$ , wobei die Fitparameter für einzelne  $V_{SD}$ -Werte zwar in der gleichen Größenordnung liegen jedoch nicht identisch sind. Das spricht für einen Einfluss der Source-Drain-Spannung auf die Transporteigenschaften des Kanals. Eine Rolle könnte hier die nichtlineare Leitfähigkeit spielen, die nah am Pinch-Off auftritt, wenn für bestimmte  $V_{SD}$ -Spannungen die Besetzung der Subbänder des Kanals für beide Raumrichtungen nicht übereinstimmt. Als Resultat ergeben sich Abweichungen vom Vielfachen des Leitwerquanten in der Kanalleitfähigkeit (siehe Seite 25 und [57]).

### Schmalere Kanal (HB\_2\_II\_C)

Wie bei den vorangegangenen Messungen, zeigt die Abbildung 9.8 eine REM-Aufnahme und die Maße der untersuchten Struktur. Der Kanal ist halb so breit wie HB\_2\_II\_A, 225 nm, bei gleich bleibender Länge von 2  $\mu\text{m}$ .

Der Pinch Off verschiebt sich im Vergleich zu vorherigen Proben auf erwartete Weise ins positivere  $V_{\text{SideGate}}$  und liegt bei ca. 350 mV. Auch mit steigender Source-Drain-Spannung kann man eine leichte Verschiebung des Einsetzens des Stromes ins Negative beobachten. Die Untersuchung der Position der Stufen ergibt gleiches Bild wie für die Probe mit breiterem Kanal (HB\_2\_II\_B) in Abbildung 9.7.

HB\_2\_II\_B  
1,5K

28.01.10

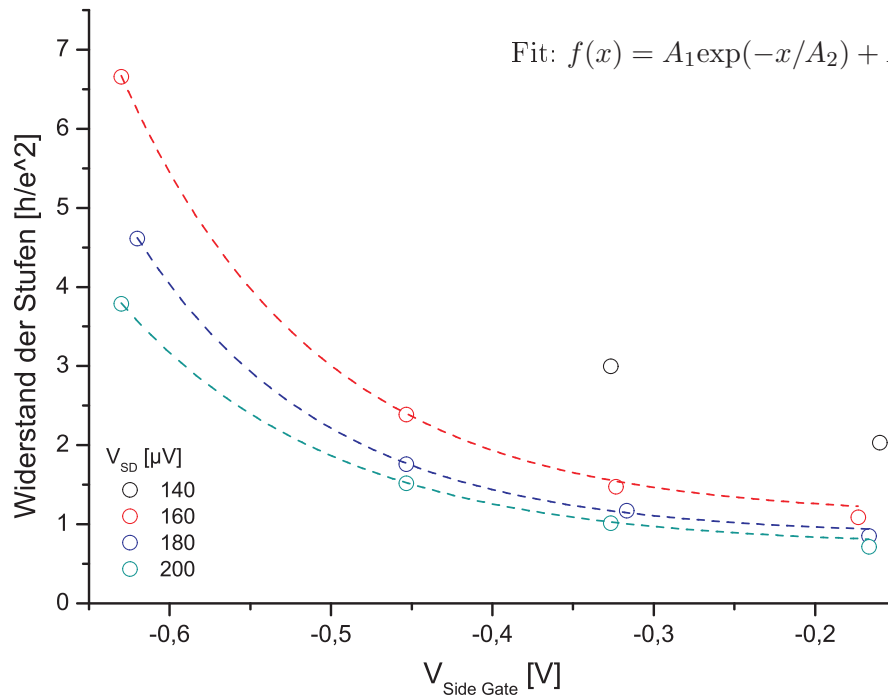


Abbildung 9.7.: Die Positionen der Stufen aus Bild 9.6 aufgetragen gegen das Vielfache der reziproken Quantenleitwerts  $h/e^2$ .

Probe	Länge	Breite	Pinch-Off
HB_2_II_A	2 $\mu m$	511 nm	-1,65 V
HB_2_II_B	4 $\mu m$	500 nm	-0,89 V
HB_2_II_C	2 $\mu m$	225 nm	0,35 V
HB_2_III_A	6 $\mu m$	570 nm	-1,25 V

Tabelle 9.1.: Verschiebung des Pinch Offs bei unterschiedlichen lateralen Ausdehnungen eindimensionaler Kanäle.

### Zusammenfassung der Ergebnisse für 1D-Wires ohne Top Gates.

Die Messungen ergaben ein einheitliches Bild. Der Pinch Off lag bei allen Proben im erwarteten Bereich, eine Abhängigkeit von den lateralen Ausmaßen der Kanäle war klar zu erkennen: je länger bzw. schmaler der Kanal, um so positiver muss die Gate-Spannung sein, damit der Kanal leitfähig wird (Pinch-Off-Verschiebung). Die Tabelle 9.1 gibt eine Übersicht über das Einsetzen des Pinch-Offs bei unterschiedlicher Kanalgeometrie.

Es scheint, dass die Einschränkung in der Breite der Kanäle einen größeren Einfluss auf die Leitfähigkeit des Kanals hat als ihre Länge. Verdoppeln der Länge verschiebt den Pinch-Off um 0,76 V wohingegen das Reduzieren der Breite auf die Hälfte einen starken Effekt von 2 V bewirkt. Der Effekt der Verschiebung des Pinch-Offs wurde auch von [135] beobachtet.

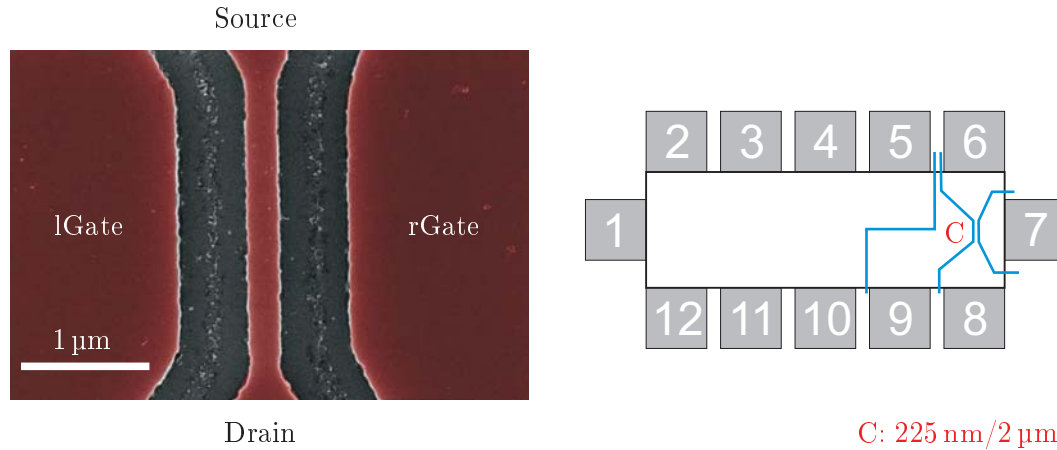


Abbildung 9.8.: REM-Aufnahme des eindimensionalen Kanals HB\_2\_II\_C (links) und der Position auf der Probe (rechts). Bereiche die das zweidimensionale Elektronengas enthalten sind rot hervorgehoben, die Anschlüsse (Source, Drain, lGate und rGate) sind entsprechend gekennzeichnet. Der Kanal ist 225 nm breit und 2 µm lang. Rechts befindet sich die Skizze des Kanals auf der Probe HB\_2\_II.

Die Kanäle zeigten eine Tendenz zum Ausbilden von Stufen bei ausreichend weitem Transportfenster, das durch die Source-Drain-Verspannung eingestellt wird. Ist das Fenster hingegen klein und die Fermienergie der Kontakte ebenfalls niedrig, zeigt sich ein unregelmäßiger Stromverlauf der mehrere, unterschiedlich breite Peaks aufweist. Dieses Verhalten wird durch das Vorhandensein von Störpotentialen innerhalb des Kanals, siehe Seite 100, erklärt.

Die Durchbruchspannung zwischen dem Kanal und den Gates liegt bei ca. 4 V, einem Wert der das totale Abschnüren des Kanals, das üblicherweise bei unter -2 V liegt, sehr bequem erlaubt.

Ebenfalls gut zu beobachten ist das Ansteigen des Rauschens mit der größer werdenden Breite des Kanals – ein Effekt das durchgehend beobachtet wurde und auch gut erklärt werden kann. Bei schmaler Kanalbreite, wie sie am nah am Pinch-Off auftritt, sind die Messungen sehr gut reproduzierbar. Das erkennt man daran, dass Messungen, die üblicherweise im Loop-Modus, siehe Seite 80, durchgeführt wurden, identische Messwerte für beide Richtungen liefern – ausgenommen Proben, die starke Hystereseigenschaften zeigen. Für immer weiter werdenden Kanal drifteten die Messwerte für beide Richtungen zunehmend auseinander. Die Erklärung liegt an der immer komplexer werdender Potentiallandschaft im Kanal mit zunehmender Breite, die für die Elektronen mehr Möglichkeiten bietet gestreut zu werden. Zudem, da Streuung immer ein statistisches Problem ist, werden sich die Streueffekte für den immer höher werdenden Strom, also eine größere Anzahl an transportierten Elektronen, zunehmend bemerkbar machen.

Der nächste Schritt ist es, auf die Kanäle Top Gates aufzubringen, um die Tunnelbarrieren am Eingang und Ausgang des Kanals zu beeinflussen. Ein zusätzliches Top Gate in der Mitte des Kanals soll ebenfalls auf seinen Einfluss auf den Stromtransport durch den Kanal untersucht werden, was einen Hinweis auf die Effekte durch Störpotentialen, die er simulieren könnte, geben soll.

HB\_2\_II\_C  
1,5K

29.01.10

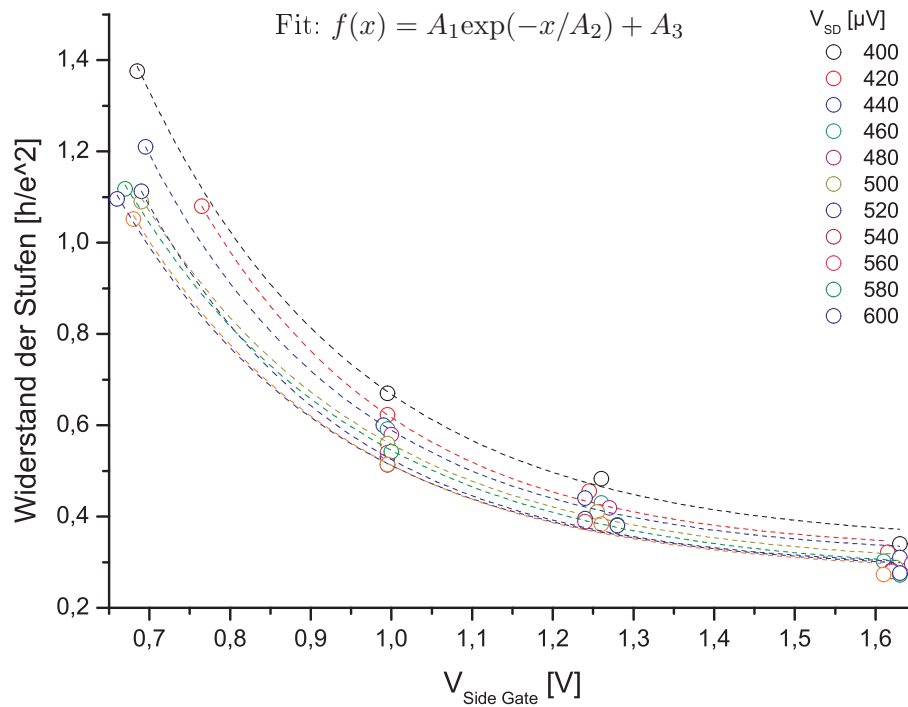


Abbildung 9.9.: Die Positionen der Stufen aus Bild 9.6 aufgetragen gegen das Vielfache des reziproken Quantenleitwerts  $h/e^2$ .

## 9.2. Eindimensionale Kanäle mit Top Gates

Wie in Kapiteln 6.3.3 und 6.5 beschrieben, werden metallische Leitungen aus Gold über die geätzten Kanäle angebracht. Die Theorie zur Funktionsweise solcher Top Gates ist auf Seite 2.3.1 beschrieben. Die ersten Proben (HB\_2\_III\_B mit Top Gates) sollten als „*Proof of Concept*“ dienen sowie den Aufschluss über die allgemeine Eigenschaften solcher Gates geben. Spätere Proben – weiter prozessierte Kanäle aus Kapitel 9.1 (HB\_2\_II\_A, HB\_2\_II\_B und HB\_2\_II\_C jeweils mit Top Gates) – sollen den Einfluss der Top Gates auf ein bereits untersuchtes System zeigen.

### 9.2.1. Langer Kanal mit Top Gates (Probe HB\_2\_III\_B mit Top Gates)

Bei diesem Kanal liegen die Top Gates auf den Side Gates und direkt auf dem Kanal, was einen größeren Einfluss des einzelnen Topgates auf den Kanal erlauben soll. Da es sich um eine der ersten mit Top Gates nachprozessierten Proben handelt, liegen die Topgates nicht perfekt an den vorgesehenen Stellen, d. h. dem Ein- und Ausgang des Kanals sowie in der Mitte des Kanals. Eine REM-Aufnahme der Probe ist in Abbildung 9.10 zu sehen. Die Breite der Top Gates beträgt ca. 350 nm.

Als erstes wird der Einfluss der einzelnen Top Gates auf den Strom untersucht. Die Abbildung 9.11 zeigt das Verhalten des Stroms beim Verändern der Spannung an einzelnen

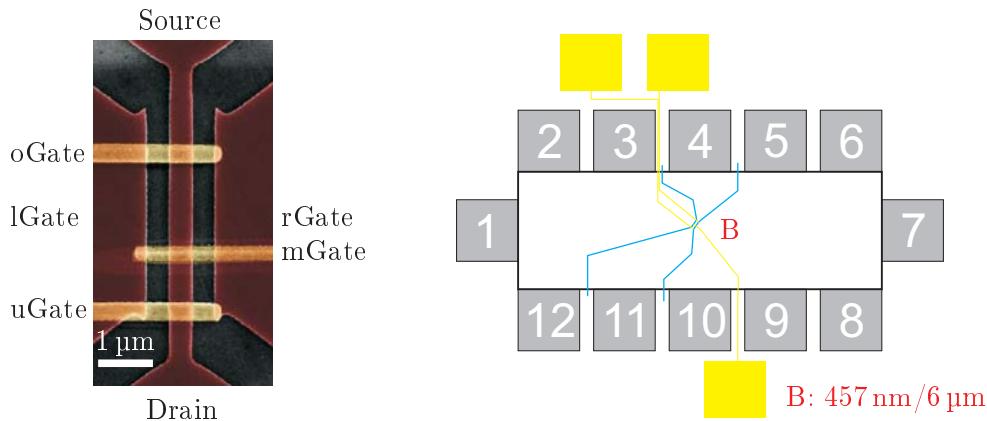


Abbildung 9.10.: REM-Aufnahme des eindimensionalen Kanals HB\_2\_II\_B (links) und der Position auf der Probe (rechts). Bereiche die das zweidimensionale Elektronengas enthalten sind rot, die Top Gates gelb hervorgehoben. Die Anschlüsse sind entsprechend gekennzeichnet. Der Kanal ist 457 nm breit und 6  $\mu\text{m}$  lang.

Gates. Dabei wird eine relativ hohe Source-Drain-Spannung angelegt (100 bzw. 200  $\mu\text{V}$ ), um den Einfluss der Störpotentiale im Kanal kleiner zu halten. Die Spannung darf aber auch nicht zu hoch gewählt werden, damit die Potentiale, die durch die an den Gates angelegte Spannung beobachtbar bleiben. Während für den Side Gate-Sweep kleinere Spannung gewählt wurde und die Top Gates auf virtuelle Masse (0 V) gelegt wurden, wurde für die Untersuchung der Top Gates eine höhere Verspannung gewählt. Des weiteren, um sicher zu stellen, dass mGate den Kanal nicht teilt, wurde versucht die Barriere unterhalb von Top Gate mit positiven Spannung, hier 0,5 V, zu unterdrücken.

Während die Side Gates ein typisches Bild, also ein relativ stetiges Einsetzen des Stromes am Pinch Off und ein durch einige Stufen/Peaks durchsetztes annähernd lineares Ansteigen des Stromes, ergibt, zeigen die Top Gates ein interessantes Verhalten. Zum einen ist es ein wichtiges Ergebnis, dass der Strom und damit die Potentiallandschaft im Kanal auf die Veränderung des Potentials der Top Gates anspricht. Zum anderen ist es interessant den Einfluss genauer zu betrachten. Der Strom setzt am Pinch Off-Punkt abrupt ein und hat eine im Vergleich zu den Side Gates größere Steigung. Dieses Verhalten deutet auf eine größere Sensibilität der Potentiallandschaft auf die Top Gates als auf die einige hundert nm entfernten Side Gates. Das erscheint auch einleuchtend, denn die über dem Kanal liegende Top Gates befinden sich nur 60 nm von der 2DEG-Ebene des Kanals. Ein anderes wichtiges Ergebnis ist die Tatsache, dass es möglich ist den Strom einzig über die Top Gates auf Null zu bringen und das in einem Kanal, der nicht vollkommen verarmt ist. Bei der Länge des Kanals von 6  $\mu\text{m}$  und der Annahme einer linearen Verarmung des Kanals, wie u. a. in [53] beschrieben kann eine Spannung von einigen Hundert mV keine komplette Verdrängung der Elektronen aus dem Kanal in Längsrichtung bewirken. Eine plausible Erklärung für das Verschwinden des Stromes ist das Entstehen einer Potentialbarriere unter dem Top Gate, die ausreichend hoch ist um sowohl die Tunnelprozesse aus den Reservoirs wie auch thermische Aktivierung zu unterdrücken. Daher muss die Barriere höher sein als die durch Einschränkung des zweidimensionalen Gases im Kanal entstandene Barriere und höher als die Fermienergie der ohmschen Kontakte. Die Breite der Potentialbarriere entspricht annähernd der Breite der Top Gates die relativ groß ist

und so ein Tunneln der Elektronen hindurch praktisch unmöglich macht. Zudem, nach dem Pinch-Off und schnellem Ansteigen des Stromes, sättigt der Strom auf einen nahezu konstantem Wert (bei oGate und mGate) oder steigt mit einer Steigung die in der gleichen Größenordnung liegt wie die eines Side Gate-Sweeps. Mit solchem Verhalten können die Top Gates als schnelle Schalter verwendet werden, was u. a. in einem alternativen Zugang zum adiabatischen Pumpen von Elektronen durch einen geätzten eindimensionalen Kanal von der Gruppe um H. W. Schumacher genutzt wird [136–138]. Die Entstehung des Peaks nach dem Pinch-Off beim oGate-Sweep war nur bei dieser Probe beobachtbar, wohingegen das generelle Verhalten der Top Gates an anderen Proben bestätigt wurde. Die Ursache für diesen Peak ist nicht bekannt, aber es ist davon auszugehen, dass er nicht mit der auf der Seite 99 beschriebenen 1st-Peak-Anomalie identisch ist. Zum einen ist die Stromstärke am Peak deutlich höher, hier einige nA, zum anderen wird mit  $V_{\text{oGate}}$  die Tunnelbarriere gesteuert und nicht die Breite des Kanals. Dennoch findet eine gegenseitige Beeinflussung der Potentiale zwischen Side Gates und Top statt, da die Top Gates in diesem Fall direkt auf den Side Gates angebracht wurden. Ein Beispiel einer genaueren Untersuchung der Wechselwirkung von Side und Top Gates wird im Abschnitt 9.2.3 und anhand der Abbildung 9.18 erläutert.

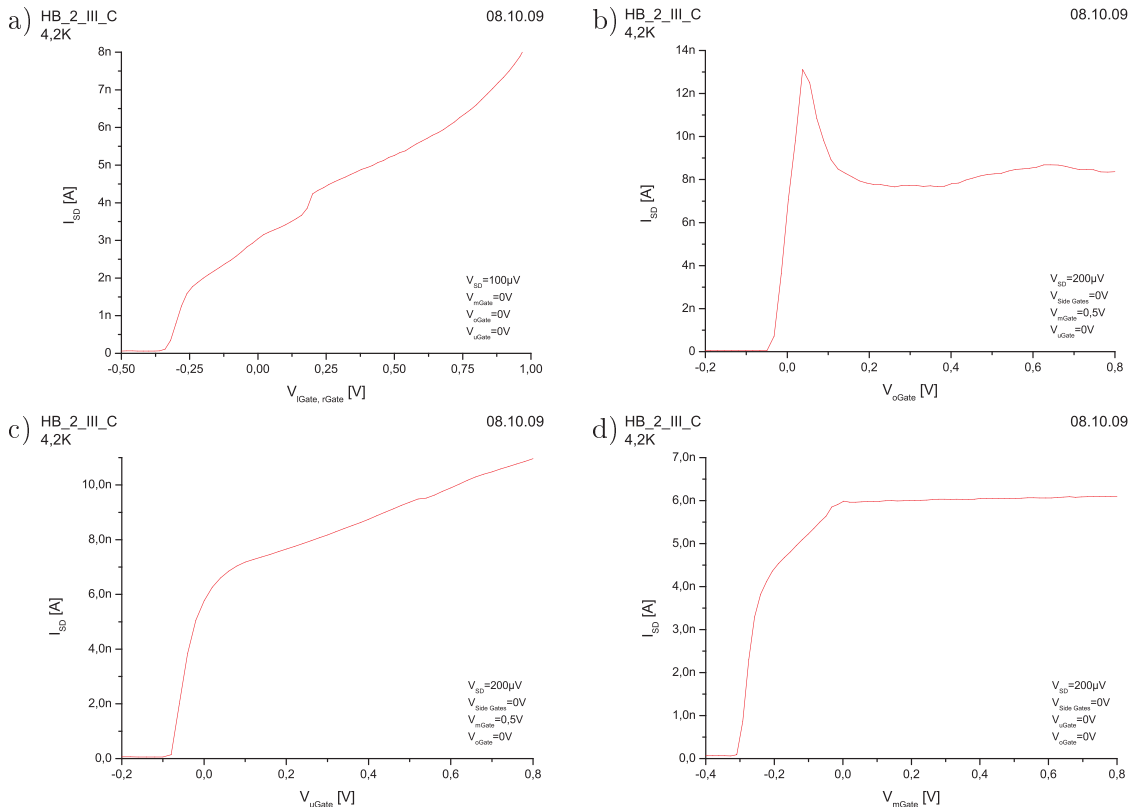


Abbildung 9.11.: Pinch Off-Verhalten der einzelnen Gates der Probe HB\_2\_III\_B. a) Side Gate-Sweep (lGate, rGate), b) oGate-Sweep, c) uGate-Sweep und d) mGate-Sweep. Weitere Informationen und Erklärungen siehe Text.

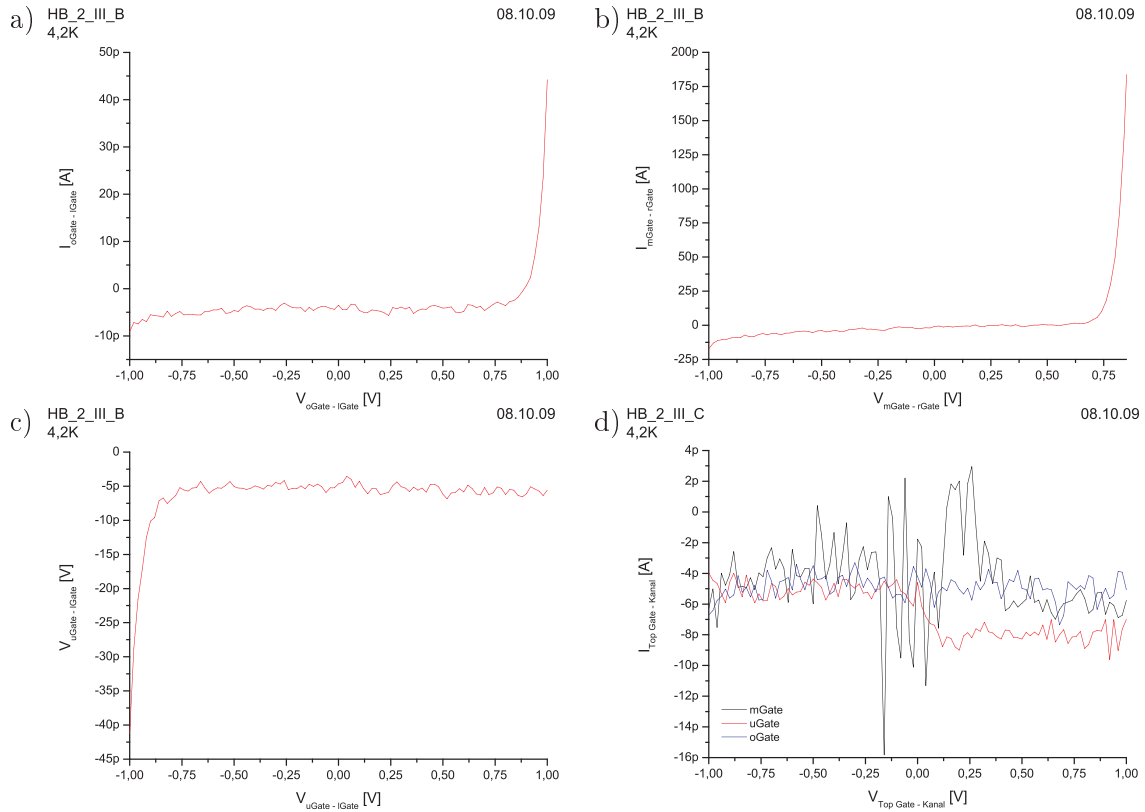


Abbildung 9.12.: Tests der Dichtigkeit der Top Gates gegenüber den Side Gates und dem Kanal am Beispiel der Probe HB\_2\_III\_B. Im Einzelnen sind hier zu sehen: a) oGate zu lGate, b) mGate zu rGate, c) uGate zu lGate und d) die Top Gates zum Kanal, also Drain. Die Side Gates und der Kanal wurden auf virtueller Masse ( $=0\text{ V}$ ) gehalten. In a), b) und c) sieht man bei Spannungen um  $1\text{ V}$  Durchbrüche, ähnlich dem Verhalten einer Schottky-Diode. Die Durchbruchspannung ist für den Kontakt zwischen den Top Gates und dem Kanal größer und liegt jenseits von  $\pm 1\text{ V}$ . Bei d) zeigt sich im untersuchten Bereich kein Durchbruch.

Ebenfalls von großer Wichtigkeit ist es, zu wissen, welche Spannungen an die Top Gates angelegt werden dürfen, ohne die Probe zu beschädigen oder gar zu zerstören. Das Ergebnis solcher Tests ist in Abbildung 9.12 zu sehen. Dabei wurde der Source Meter zwischen das untersuchte Side Gate und das darauf liegende Top Gate geschaltet und eine Spannung-Strom-Charakteristik im Bereich  $\pm 1\text{ V}$  aufgenommen wobei das Side Gate auf der virtuellen Erde, also  $0\text{ V}$  lag. Das Gleiche wurde für die Top Gates und den Kanal, genau genommen den Drain-Kontakt durchgeführt. Die einzelnen Teilbilder der Abbildung zeigen, dass ab einer Spannung von über  $0,7\text{ V}$  der Strom stark ansteigt, ähnlich dem Durchbruch einer Schottky-Diode die im Grunde auch eine Metallfläche auf einem Halbleitersubstrat ist. Spätere Messungen an anderen Proben haben gezeigt, dass in der Regel ab ca.  $0,7\text{ V}$  Spannungsdifferenz zwischen dem 2DEG und einem der Top Gates zu einem Durchbruch führen kann.

An der Kontaktstelle zwischen dem Kanal bzw. Quantenpunkt und den Top Gates liegt die Durchbruchspannung deutlich höher. Das liegt an der, im Vergleich zu den Zuleitungen

der Top Gates, relativ kleinen Kontaktfläche zwischen dem Metall und dem Halbleiter. Aufgrund diesen Ergebnisses wurde die Prozessierung der Top Gates auf das ungleich aufwändigere Positionierung der Top Gates innerhalb der Ätzgräben umgestellt. Dieser Schritt erhöhte die Durchbruchsspannung der später hergestellten Proben auf über  $\pm 1$  V Spannungsdifferenz. Ein REM-Scan der so positionierten Leiterbahnen und Top Gates ist in Abbildung 6.4 zu sehen. Eine weitere Erhöhung der maximal erlaubten Spannung könnte erzielt werden durch Aufbringen einer mehrere nm dicken Isolierschicht wie z.B. SiO. Diese Modifikation wurde jedoch aufgrund eines zusätzlichen Schrittes – des Aufspüterns von SiO – nicht weiter verfolgt, zudem die Positionierung der Top Gates am Elektronenschreiber auf der isolierenden, also einer schlecht leitenden Schicht, deutlich erschwert wäre. Des Weiteren war die Spannung von 1 V für die meisten Experimente ausreichend und die Leckströme der Kanäle, wie man in Abbildung 9.12 Teilbild d) sehen kann, im Bereich weniger pA lagen – also im untersten Bereich der Messgenauigkeit des Versuchsaufbaus. Erwähnt sollte auch werden, dass es Versuche mit Top Gates gab, die nicht direkt über dem Kanal sondern seitlich des Ein- bzw. Austritts des Kanals lagen und somit keinen direkten Kontakt zum Kanal oder den Side Gates hatten. Diese Methode brachte jedoch keine messbare Verbesserung und wurde deswegen für die spätere Proben nicht mehr angewandt.

Proben, die während der Messungen einen Durchbruch aufgrund zu hoher angelegten Spannung erlitten haben, mussten auf Raumtemperatur erwärmt werden, was durch Ausbauen des Probenstabs bewerkstelligt wurde. Nach nochmaligen Runterkühlen auf die Messtemperatur war der betroffene Kontakt wieder isolierend. Keine einzige Probe wurde dadurch dauerhaft zerstört.

Eine andere Eigenschaft, die bei den hergestellten Proben von Zeit zur Zeit beobachtet werden konnte war eine Hysterese bei Gate-Sweeps. Wurde die Messung im Loop-Modus durchgeführt, so lagen die Messwerte für Up-Sweep und Down-Sweep nicht übereinander. Meistens waren sie versetzt und/oder skaliert in der Abszissen-Richtung, also der veränderten Gate-Spannung. Ein Beispiel ist in Abbildung 9.13 wo eine Messung mit steigender bzw. fallender Spannung am lGate (Up-Sweep bzw. Down-Sweep) bei identischen Parametern durchgeführt wurde. Die einzelnen Strukturpunkte der Kurve wie das Einsetzen des Pinch Off oder die gut zu erkennenden Peaks, verschieben sich in  $V_{lGate}$  und die Messung für Up-Sweep erscheint gestaucht gegenüber der Down-Sweep-Messung. Solches Verhalten wurde bei Quantenpunktkontakten bei [54] und in schmalen 1D-Kanälen auf AlGaAs/GaAs und mit selbst organisierten InGaAs-Quantenpunkten im Spacer von Schliemann in [139] beobachtet. Die Entstehung der Abweichungen aufgrund der „Bias-Geschichte“ wurde mit Aufladungseffekten der nah am 2DEG oder unter den Top Gates gelegenen Verunreinigungen erklärt. In Fall der Probe HB\_2\_III\_B erscheint diese Erklärung ebenfalls wahrscheinlich. Die Funktion der Quantenpunkte können hier eingefangene Ladungen im oder in der Nähe des Kanals übernehmen oder durch Prozessierung (Ätzen/Aufdampfen) entstandene Defekte im Substrat oder an der Oberfläche unterhalb der metallischen Top Gates, die solche Landungen einfangen können. Die Tatsache, dass sich die Hysterese oft durch das „Trainieren“ der Probe beseitigen lässt, bestätigt diese Vermutung. Auch das Anlegen eines relativ hohen Stroms, im Bereich mehrerer  $\mu$ A, durch den Kanal beim Abkühlprozess unterstützt die Annahme. Dieser verhindert anscheinend das Festsetzen von Ladungen im Kanal. Da die genauere Untersuchung solchen Verhaltens und dessen Ursachen nicht das Ziel der Arbeit war, wurden die Proben, die dieses Verhalten zeigen nicht weiter gemessen.



HB\_2\_III\_B  
4,2K

21.08.09

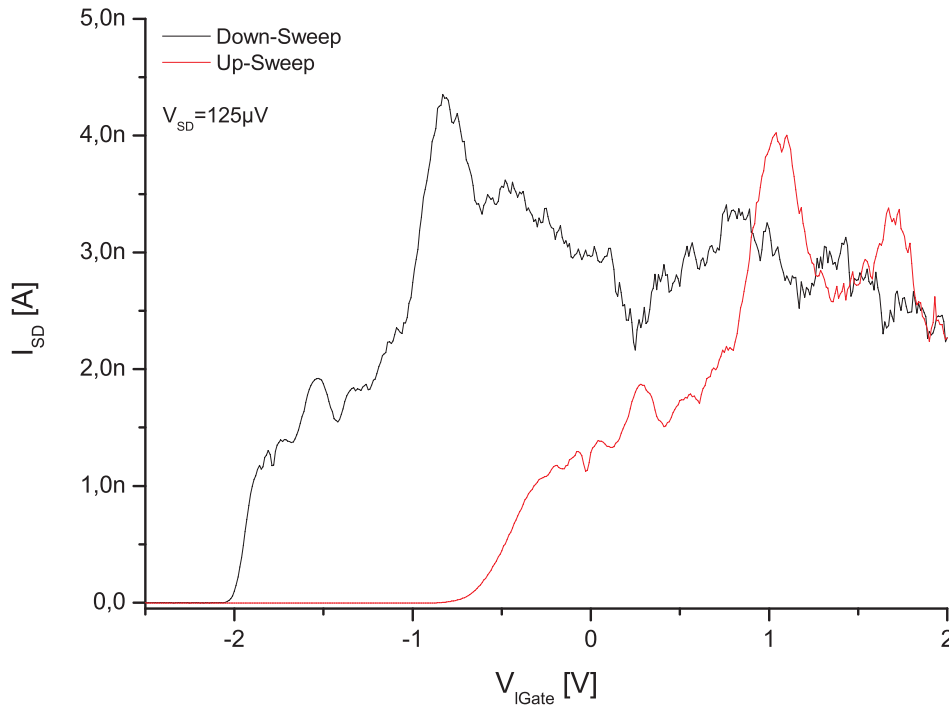


Abbildung 9.13.: Beispielmessung für das Auftreten einer Hysterese bei Probe HB\_2\_III\_B. Gemessen wurde der Strom durch den Kanal in Abhängigkeit von der Spannung am linken Side Gate. Alle Top Gates und rGate lagen auf 0 V. Man kann klar die Veränderung der Positionen einzelner Strukturen der Kurve wie Pinch Off oder Peaks in Abhängigkeit von der Richtung der Messung (Down-Sweep oder Up-Sweep).

### 9.2.2. Langer Kanal mit Top Gates (Probe HB\_2\_II\_B mit Top Gates)

Dieser Kanal soll zunächst als erster besprochen werden. Die Abbildung 9.14 zeigt den REM-Scan des Kanals mit den Top Gates sowie die Positionierung des Kanals auf der Probe. Untersuchung der Dichtigkeit der Top Gates zum Kanal ergab einen Offsetstrom zwischen diesem und den oGate von ca. 10 nA. Dennoch wurden an der Probe weitere Messungen gemacht, um Erfahrungen mit nicht dichten Kontaktflächen zwischen Kanal und Side Gates zu sammeln. Die ersten Messungen nach dem Einkühlen haben eine sehr verrauschte Kennlinie  $I_{SD}(V_{SD})$  bei großem Strom gezeigt. Auch das zuvor angesprochen „Trainieren“ der Probe hat diesen Effekt nicht beseitigen können. Die Versuche, den Kanal komplett zu erwärmen, also  $I_{SD}(V_{SideGates})$  bei  $V_{TopGates} = 0$  V waren fehlgeschlagen, da der Strom kurz auf Null zurückging, jedoch für leicht negativere Werte wieder angestiegen ist. Ein nochmaliges Erwärmen und Abkühlen der Probe hat identische Ergebnisse geliefert und es wurde darauf verzichtet die Probe weiter zu untersuchen.

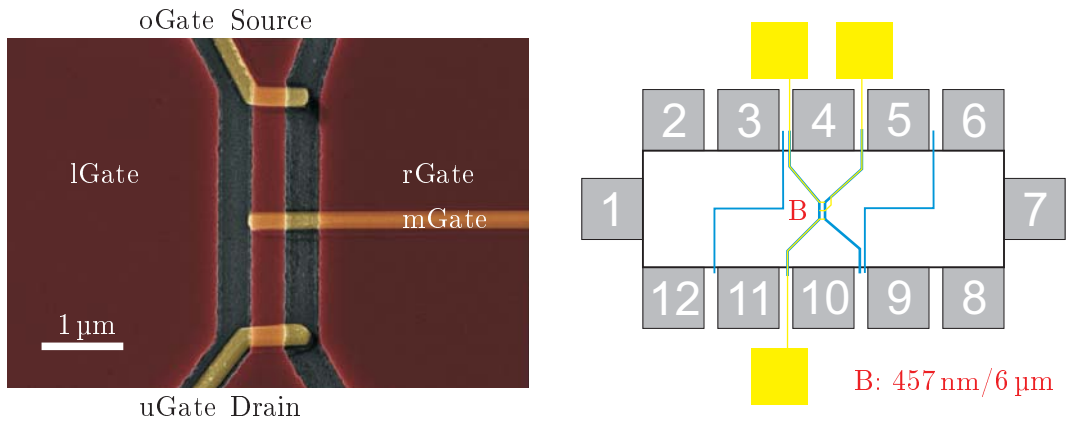


Abbildung 9.14.: REM-Aufnahme des eindimensionalen Kanals HB\_2\_II\_B mit Top Gates sowie der Position auf der Probe (rechts). Bereiche die das zweidimensionale Elektrogenas enthalten sind rot, die Top Gates gelb hervorgehoben. Die Anschlüsse sind entsprechend gekennzeichnet. Der Kanal ist 457 nm breit und 6 µm lang.

### 9.2.3. Kurzer Kanal mit Top Gates (Probe HB\_2\_II\_A mit Top Gates)

Die Geometrie des Kanals wird in der Abbildung 9.15 vorgestellt. Das obere Top Gate (oGate) liegt präzise über dem Kanaleingang, wohingegen das untere Top Gate um ca. 0,3 µm nach oben versetzt ist.

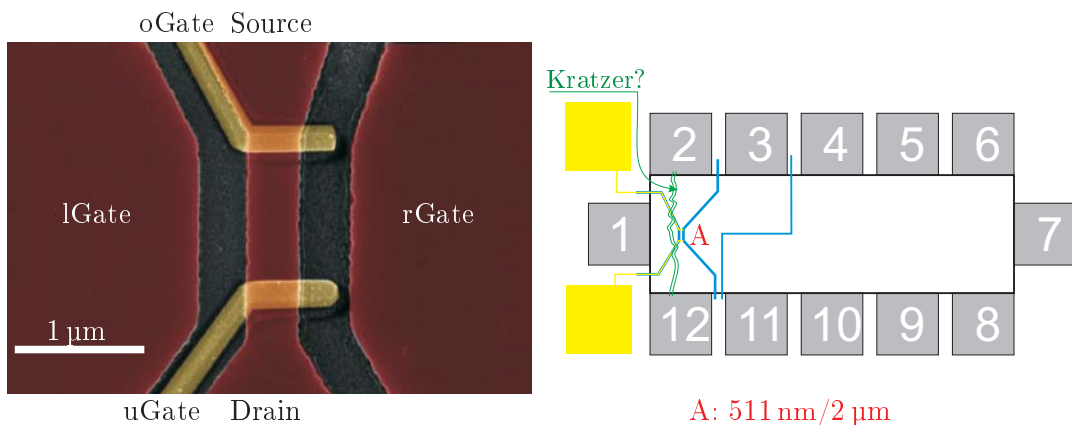


Abbildung 9.15.: REM-Aufnahme des eindimensionalen Kanals HB\_2\_II\_A mit Top Gates. Die Top Gate sind jeweils ca. 0,3 µm breit und innerhalb der Ätzgräben positioniert. Das untere Top Gate ist um ca. 0,3 µm nach oben verschoben. Für den REM-Scan ohne Top Gates siehe Abbildung 9.1.

Die Messungen der Kennlinie ergaben ein Offset von -6 nA und 150 µV. Ein erstes interessantes Ergebnis ergibt sich bei einem Source-Drain-Batch, der in Abbildung 9.16 zu sehen ist. Dabei wurde bei  $V_{\text{TopGates}} = 0 \text{ V}$  die Source-Drain-Spannung bei jeder nachfolgenden Messung von 50 µV um 10 µV erhöht und ein Side Gate-Sweep gemessen. Zu sehen ist, dass die Kurve des Stroms nach dem Pinch Off mehr Struktur aufweist, als bei Messungen ohne Top Gates, wie bereits im Kapitel 9.1.1 besprochen. Im betragsmäßig gleichen Bereich von  $V_{\text{TopGates}} = 150 \text{ µV}$  erscheinen drei deutliche Peaks (durch blaue

Pfeile markiert), wohingegen ohne Top Gates nur ein breiter Peak zu sehen war. Auch der Drehpunkt nach diesem Bereich verstärkt die Vermutung, dass es sich um den selben Punkt der Kanalbreite handelt, auch wenn der Pinch Off-Punkt verschoben ist. Die Verschiebung kann jedoch, wie bereits beschrieben, auch alleine aufgrund des Abkühlvorgangs hervorgerufen worden sein. Die drei Peaks scheinen auch in äquidistanten Abständen von ca. 34 mV zu sein. Das liegt eine Vermutung nahe, dass es sich bei den Peaks um die Leitfähigkeitspeaks eines Quantenpunktes handeln könnte, die vom ersten Peak – der wie auf Seite 99 beschrieben immer messtechnisch bedingt auftritt – überlagert werden, so, dass nur die Spitzen der Quantenpunktepeaks herausragen. Diese Vermutung konnte jedoch durch eine Spektroskopiemessung um den ersten Peak weder bei dieser noch bei anderen Proben bestätigt werden. Keine der Messungen um solche vermuteten Leitfähigkeitspeaks hat das Bild eines Coulombdiamantes ergeben, was vermutlich an dem endlichen Strom um diesen Peak liegt, bedingt durch die 1st-Peak-Anomalie. Dadurch ist der nicht leitende Bereich (Coulombblockade) für  $dI_{SD}/dV_{SD}$  nicht Null und somit der Übergang zum leitenden Bereich schwierig zu sehen.

Zudem interessant ist die Wanderung des ersten Peaks der mit markiert #1 ist. Dieser befindet sich für die Kurve  $V_{TopGates} = 50 \mu V$  ganz links, wandert innerhalb des Peaks um -0,15 V mit zunehmender  $V_{SD}$  nach rechts auf Position #2.

Der Pinch Off hingegen, wie in Messungen an Kanälen ohne Top Gates bereits gezeigt, ist von der zwischen Source und Drain angelegten Spannung weitgehend unabhängig. Der einzige Effekt der Veränderung von  $V_{SD}$  ist der Strombetrag und -richtung. Das gleiche gilt auch für die übrigen Strukturen der Messkurven. Das unterstützt die Vermutung, dass die einzelnen Strukturen der Stromkurve von den Transporteigenschaften des Kanals, also der durch die Side Gates gesteuerten Potentiallandschaft bestimmt werden. Die Anzahl der transportierten Elektronen, also der Strombetrag und das Vorzeichen des Stroms, wird hingegen durch die Breite des Transportfensters, die mit der Vorspannung an Source und Drain bestimmt wird, eingestellt.

Eine weitere wichtige Fragestellung, die sich aus der Zielsetzung der Arbeit ergibt ist der Einfluss der Top Gates auf die Transporteigenschaften. Als erstes wird die vorherige Messung, also ein Source-Drain-Batch, wiederholt, jedoch mit Top Gates die nicht mehr auf virtueller Masse (0 V) liegen sondern recht stark positiv ( $V_{TopGates} = 0,7 V$ ) sind. Das Ergebnis ist als Vergleich in Abbildung 9.17 zu sehen.

Zunächst erscheint das Bild sehr ähnlich: auch bei positiven Top Gates kann man drei Peaks vor dem Drehpunkt des Stromes sehen. Diese sind jedoch schwächer ausgeprägt als für Messungen mit Top Gates auf 0 V. Dabei kann man beim ersten aus der Dreiergruppe ebenfalls eine Wanderung der Spitze des Peaks beobachten und diese ist sogar deutlicher als bei vorheriger Messung. Dagegen ist der mittlere Peak breiter und niedriger, der dritte sogar kaum mehr auszumachen. Die Gesamtbreite der Peaks ist kleiner, der Strom ebenfalls. Die Erklärung hierfür ergibt sich aus der Potentiallandschaft des Kanals. Nimmt man ein vereinfachtes Bild wie in Abbildung 9.4 an, bewirkt die bloße Existenz der Top Gates mit für  $V_{TopGates} = 0 V$  eine Ausbildung von zusätzlicher Potentialmaxima innerhalb des Kanals, die zusammen mit den vorhanden Störpotentialen den Kanal in kürzere Abschnitte teilt und beim fast verarmten Kanal einen, oder mehrere Quantenpunkte, ausbildet. Das Ergebnis wären die Leitfähigkeitspeaks der Coulombblockade. Wird an die Top Gates nun eine positive Spannung angelegt, senkt diese die Potentialhöhe der Barrieren am Eingang, und wahrscheinlich auch im Kanal, was die Trennung der einzelnen Teilbereiche des Kanals

HB\_2\_II\_A  
1,5K

09.04.10

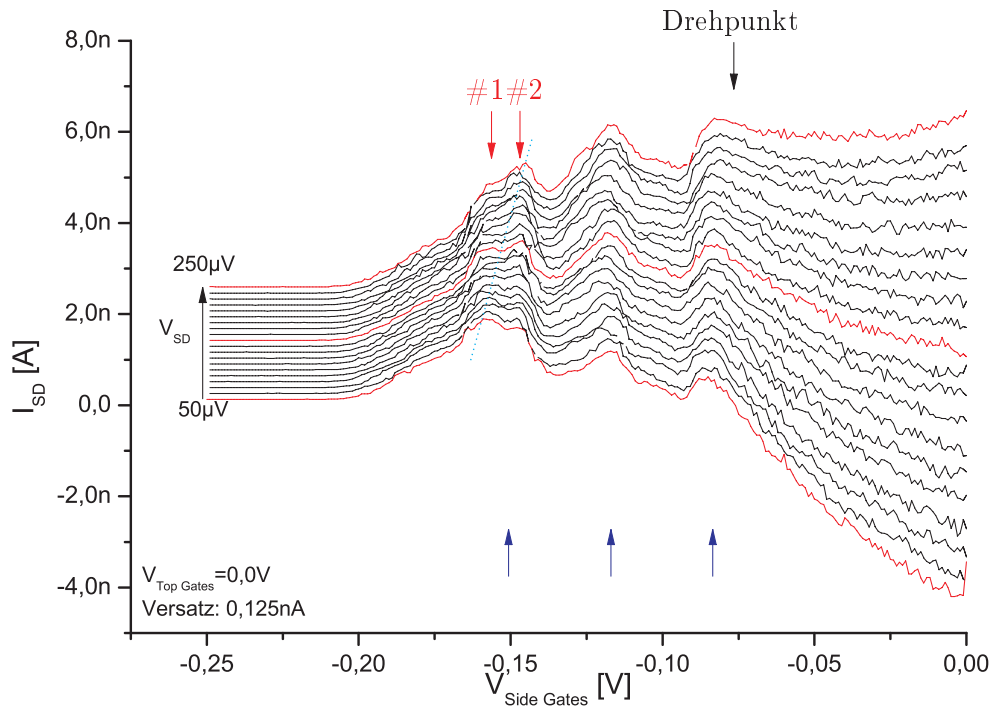


Abbildung 9.16.: Ein Source-Drain-Batch am Kanal HB\_2\_II\_A mit Top Gates. Das Potential an Top Gates wurde auf 0 V gehalten und die  $V_{SD}$ -Spannung um Netto-Null in 10  $\mu$ V-Schritten gesteigert. Mit blauen Pfeilen wurden die zusätzlich auftretenden Peaks innerhalb des ersten großen Peak gekennzeichnet, zudem wurde der „Drehpunkt“ markiert. #1 und #2 deuten auf die Wanderung des ersten vermuteten Leitfähigkeitspeaks der Coulombblockade, die mit der blauen gestrichelten Linie hervorgehoben wurde. Zur besseren Übersicht wurden drei Kurven rot gefärbt, die mittlere für Netto-Null-Spannung. Details siehe Text.

schwächen oder aufheben würde. Das könnte das „Verschmieren“ der Leitfähigkeitspeaks zur Folge haben, wie es auch beobachtet wurde.

Ein wichtiger Effekt, der unmittelbar zu sehen ist, ist die Verschiebung des Pinch Offs von ca. -200 mV auf 25 mV bei positiven Top Gates. Die Steigung des Stromes nach dem Pinch Off verändert sich dagegen kaum. Um diese Abhängigkeit der Pinch Off-Position von der Top Gate-Spannung genauer zu untersuchen wurde ein Top Gates-Batch bei konstanter, leicht um Netto-Null positive, Source-Drain-Spannung von 200  $\mu$ m, gemessen. Das Ergebnis ist in Abbildung 9.18 zu sehen.

Was sofort auffällt, ist die Veränderung des Pinch Off, die einen linearen Charakter hat. Dabei scheint es zwei Domänen zu geben. Die erste – für negativere  $V_{TopGates}$  – ist weniger Steil als die für positivere Top Gates-Spannungen. Die Steigungen sind in der Abbildung 9.18 für beide Bereiche eingetragen. Zudem im Bereich mit stärker negativen Top Gates – Pinch Off weit im Positiven der Side Gates – schließt der Kanal sehr abrupt und ein hoher Strom stellt sich schnell ein. Dieser weist jedoch kaum differenzierte Struktur

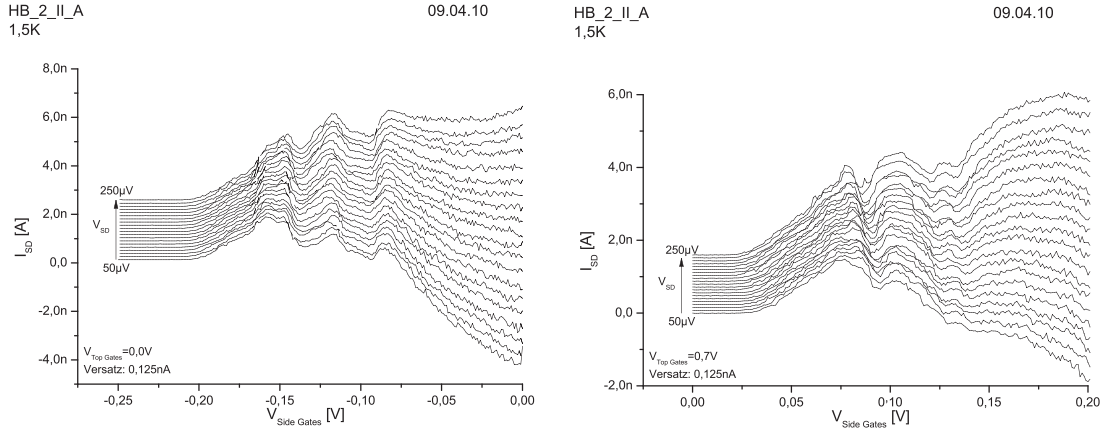


Abbildung 9.17.: Source-Drain-Batches am Kanal HB\_2\_II\_A mit unterschiedlichen Spannungen an Top Gates. Die linke Messung entspricht der aus Abbildung 9.16 für  $V_{\text{TopGates}} = 0 \text{ V}$ . Bei der rechten Messung wurde an beide Top Gates  $V_{\text{TopGates}} = 0,7 \text{ V}$  angelegt.

wie Peaks und Stufen auf. Dieses Verhalten lässt sich womöglich mit dem Schaltverhalten der Top Gates erklären, das im Unterkapitel 9.2.1 besprochen wurde. Danach sperren die Top Gates den Strom. Für positivere Top Gates, also bei kleineren Tunnelbarrieren hervorgerufen durch diese, hat der Strom nach dem Pinch Off einen sehr strukturreichen Verlauf mit einer ganzen Reihe von Peaks. Zunächst soll jedoch kurz das Schaltverhalten beleuchtet werden, denn die hier beobachtete Veränderung des Stromtransportes spricht für eine gegenseitige Beeinflussung zwischen den Side und den Top Gates. Bei stark negativen Top Gates sind die Eingangs-/Ausgangsbarrieren im Kanal sehr hoch und breit und nur Elektronen die aus einem Reservoir dessen Fermienergie über der Barriere liegt können in den Kanal eintreten. Wird jetzt die Breite des Kanals mit Side Gates durch das Anlegen einer positiveren Spannung vergrößert – bei konstanter Source–Drain Spannung, also konstanten Energielevel der Zuleitungen – so sollte sich der Strom durch den Kanal nicht ändern, denn die Anzahl der in den Kanal eintretenden Elektronen wird nicht verändert durch die Breite des Kanals – vorausgesetzt eine ausreichende Anzahl an Moden steht für den Elektronentransport zur Verfügung. Der Strom verändert sich jedoch sehr stark. Eine mögliche Erklärung ist, dass das Potential der Side Gates die Barrieren am Kanaleingang, die von der Spannung an Top Gates gebildet werden, schmaler macht und vielleicht sogar verkleinert. Eine schmalere Barriere würde mehr Tunnelprozesse in den Kanal, selbst bei schmalen Transportfenster, erlauben was den stetig ansteigenden Strom, wie bei  $V_{\text{TopGates}} = -0,25 \text{ V}$  in Abbildung 9.18 zu sehen, erklären könnte. Für besseres Verständnis wird der Bereich mit kleiner Steigung (für negativere Top Gates-Spannungen) im Verlauf der Arbeit als geschlossenes Regime und der Bereich mit großer Steigung (positivere Top Gates) als offenes Regime bezeichnet.

Der Einfluss der Top Gates auf die Struktur der Stromkurven im offenen Regime scheint identisch zu dem auf den Pinch Off des Kanals zu sein. Die in Abbildung 9.18 mit Kreisen markierte Peaks bewegen sich im gleichen Verhältnis wie das der Pinch Off-Punkt und der Strombetrag verändert sich mit  $V_{\text{TopGates}}$  ebenfalls nicht. Erst in der Nähe des Übergangs zwischen beiden Regimen verändern (verschwinden) sich die Peaks dramatisch und der Strom steigt stark an. Dieser abrupte Wechsel könnte dadurch hervorgerufen

HB\_2\_II\_A  
1,5K

07.04.10

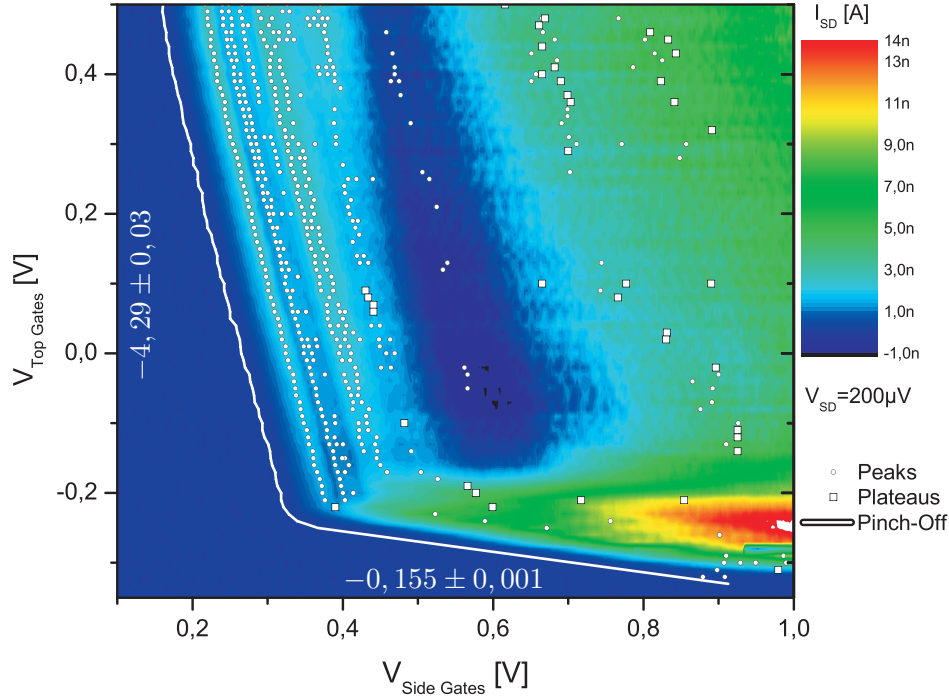


Abbildung 9.18.: Falschfarbenplot des Top Gate-Batch am Kanal HB\_2\_II\_A bei  $V_{SD} = 250 \mu V$ . Um die Struktur besser aufzulösen wurden die Peaks und Stufen die nach Augenmaß ausgelesen und mit Kreisen bzw. Quadraten markiert. Der Pinch Off, hier Einsetzen des Stroms über 5 pA ist als weiße Linie eingezeichnet, die Steigungen der angefitzten Geraden daneben eingetragen.

worden sein, dass die Höhe der Barrieren an Top Gates in die Nähe der Fermikante des Source-Kontaktes steigen, was zu Tunnelprozessen führt. Da diese statistisch sind, stören sie die Ladungstransportprozesse durch Quantenpunkt(e) und verschmieren die Coulomb-Blockade-Peaks.

#### 9.2.4. Schmäler Kanal mit Top Gates (Probe HB\_2\_II\_C mit Top Gates)

Vergleichend soll zum Ende des Kapitels der letzte Kanal der Probe HB\_2\_II auf den Einfluss der Top Gates untersucht werden. Die Abbildung 9.19 zeigt die aufgebrachten Top Gates über dem Kanal, sowie das Layout von HB\_2\_II\_C.

Die Kennlinienbestimmung ergab keinen Strom, wenn alle Gates auf Null gesetzt waren, was an der kleinen Breite des Kanals lag (vgl. Tabelle 9.1). Deswegen wurde als erstes ein Source-Drain-Batch für einen recht weiten Bereich aufgenommen. Das Ergebnis ist in Abbildung 9.20 zu sehen und hat starke Ähnlichkeit mit der Messung in Abbildung 9.16. Auch hier ist ein deutlicher Peak zu sehen, jedoch eine so differenzierte Struktur wie am Kanal HB\_2\_II\_A ist nicht zu beobachten. Auch hier kann die geringe Breite – die elektrische Breite ist noch geringer – die Ursache sein. Hier sei auf [56] verwiesen, wo die

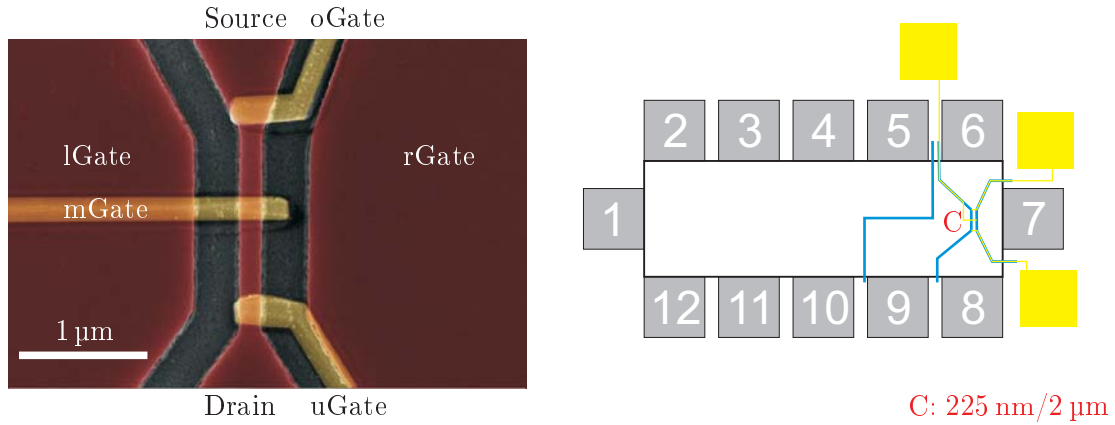


Abbildung 9.19.: REM-Aufnahme des eindimensionalen Kanals HB\_2\_II\_C mit Top Gates. Die Top Gate sind jeweils ca.  $0,3\text{ }\mu\text{m}$  breit und abgesehen vom mGate innerhalb der Ätzgräben positioniert. Dieses liegt in einer Entfernung von  $0,7\text{ }\mu\text{m}$  vom oGate und  $0,8\text{ }\mu\text{m}$  vom uGate entfernt. Für den REM-Scan ohne Top Gates siehe Abbildung 9.8.

Qualität von Stromquantisierung in eindimensionalen Drähten in Zusammenhang mit der Rauheit der Kanalränder theoretisch untersucht wurde. Demnach steigt das Rauschen mit der Länge sowie der gering werdenden Breite des Kanals an und unterdrückt ab gewissen Werten – die im Bereich von  $100\text{ nm}$  bzw.  $2\text{ }\mu\text{m}$  liegen – die Ausbildung von klaren Quantisierungsstufen erheblich.

Nichtsdestotrotz können in dieser Messung sowohl der für alle  $V_{SD}$ -Spannungen identische Pinch Off-Punkt wie ein steigender Strom für stärker verspannten Kanal bestätigt werden. Auch das Vorhandensein eines Peaks auf dem ersten breiten Peak sowie des Drehpunkts reproduziert vorherige Messungen.

Zum Schluss soll noch das Verhalten der Probe unter dem Einfluss der Top Gates untersucht werden. Hierzu wird ein Top Gate-Batch bei  $V_{SD} = -50\text{ }\mu\text{V}$  für einen weiten Bereich der Top Gate-Spannung aufgenommen. Das Ergebnis als Falschfarbenplot ist in Abbildung 9.21 dargestellt.

Der grundsätzlicher Verlauf ist dem für die Probe mit einem breiten kurzen Kanal (HB\_2\_II\_A, Abbildung 9.18) ähnlich. Man kann wieder zwei Regimes erkennen, deren Steigungen sind jedoch doppelt so hoch wie für HB\_2\_II\_A. Der Unterschied ist, dass auch im offenen Regime für hohe positive  $V_{TopGate}$  ein relativ hoher Strom zu beobachten ist. Es wurden auch insgesamt weniger Peaks und Stufen beobachtet – konsistent mit der Messung des Source-Drain-Batches – und der Anteil Plateaus größer ist als für den breiteren Kanal (HB\_2\_II\_A).

Es wäre sehr interessant, den Einfluss des mittleren Top Gates (mGate) zu untersuchen. Jedoch bewirkte eine Veränderung der Spannung an mGate, bei konstant gehaltenen Spannungen an übrigen Gates – also ein mGate-Sweep, keinerlei Veränderung des Stroms im Kanal. Das erscheint unverständlich, zumal an (fast) jeder Probe die über ein mittleres Gate verfügte das gleiche Phänomen festgestellt wurde. Als Ursache kann man hier Kontaktierungsprobleme ausschließen, denn vor dem Runterkühlen der Probe zeigte sich

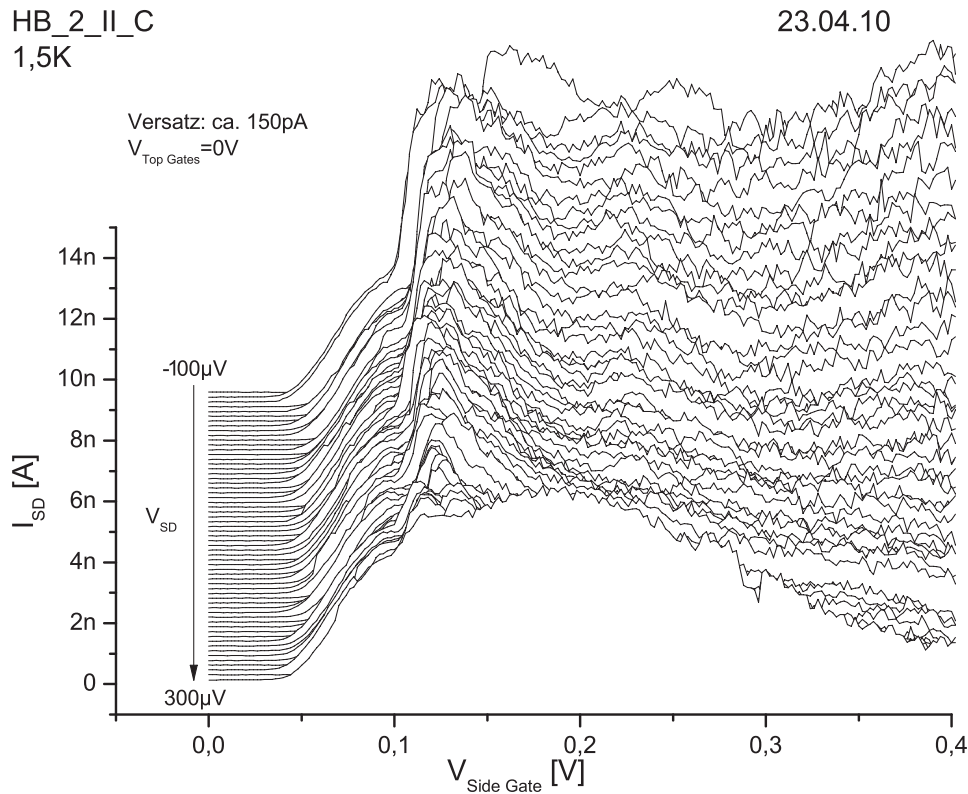


Abbildung 9.20.: Ein Source-Drain-Batch am Kanal HB\_2\_II\_C mit Top Gates. Auch hier, wie in Abbildung 9.16, wurde das Potential an Top Gates auf 0 V gehalten und die  $V_{\text{SD}}$ -Spannung um Netto-Null in 10  $\mu\text{V}$ -Schritten gesteigert. Man kann einen Peak direkt am Pinch Off erkennen jedoch sind die Stromkurven nach dem Pinch Off stark verrauscht. Erklärung siehe Text.

der Strom durchaus mit mGate beeinflussbar. Welcher Effekt hierfür verantwortlich ist, konnte bis zum Abschluss der Arbeit nicht geklärt werden.

Mit diesen drei Proben wurde alle interessanten Effekt die an eindimensionalen Kanälen mit und ohne Top Gates beobachtet wurden vorgestellt. Es wurden weitaus mehr Proben hergestellt und untersucht, die Beschreibung jeder einzelnen würde jedoch den Rahmen der Dissertationsschrift sprengen.

Der nächste Schritt beinhaltet die Herstellung vollständiger Proben für Quantenpunktsysteme. Diese sollen entsprechend geätzte Quantenpunktstruktur sowie Top Gates und interdigitale Schallwandler aufweisen. Die Erfahrungen, die bei der Herstellung der 1D-Kanäle gemacht wurden sollen bei der Prozessierung genutzt werden und das komplexe System der Doppelquantenpunkte kann mit dem einfacheren System der eindimensionalen Kanäle verglichen werden.



HB\_2\_II\_C  
1,5K

23.04.10

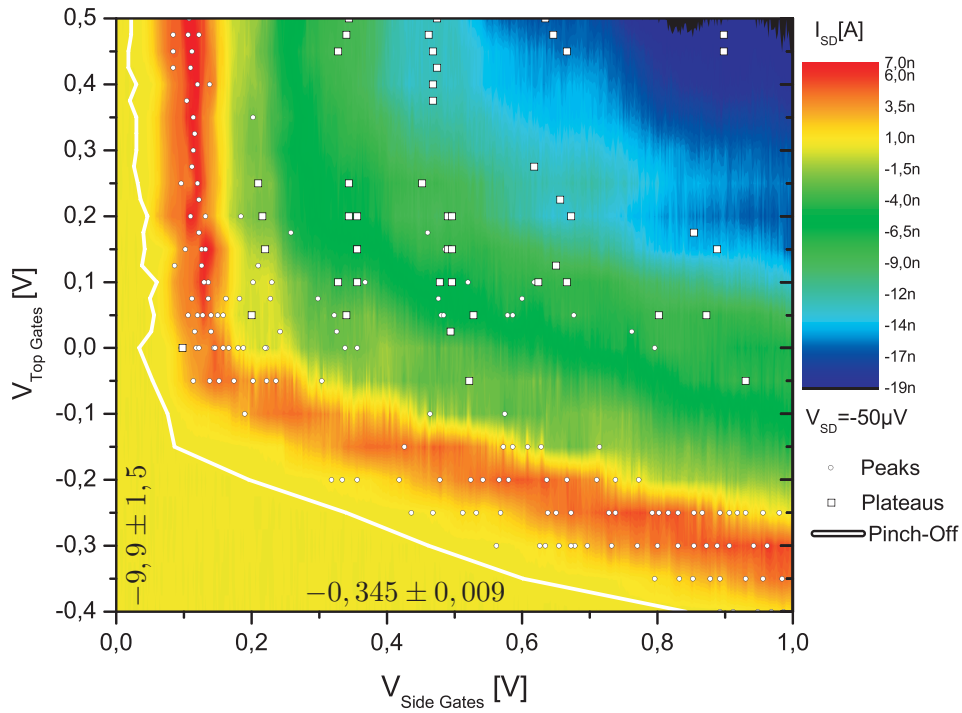


Abbildung 9.21.: Falschfarbenplot des Top Gate-Batch am Kanal HB\_2\_II\_C bei  $V_{SD} = -50 \mu V$ . Um die Struktur besser aufzulösen wurden die Peaks und Stufen die nach Augenmaß ausgelesen wurden mit Kreisen bzw. Quadraten markiert. Der Pinch Off, hier Einsetzen des Stroms über 5 pA ist als weiße Linie eingezeichnet, die Steigungen der angefitzten Geraden daneben eingetragen.

### 9.3. Quantenpunkte

Im Nachfolgenden werden, unter der Berücksichtigung der Erfahrungen aus den Kapiteln 9.1 und 9.2, Untersuchungen der Transporteigenschaften von 0-dimensionalen Strukturen beleuchtet. Diese sollen, als Ziel dieser Arbeit, in der Lage sein ein sehr flexibles Doppelquantenpunktsystem zu erzeugen, um das zufällig entstandene und im Kapitel 8 untersuchte Ratschensystem nachzubilden. Sie wurden analog zu den 1-dimensionalen Kanälen hergestellt, sind aber deutlich kleiner, was die Herstellung noch anspruchsvoller machte. Die Top Gates und die interdigitalen Schallwandler wurden ohne vorheriges Testen der geätzten Strukturen prozessiert.

Im wesentlichen sollen hier zwei Proben besprochen werden, die ein identisches Layout aufweisen und ein Quantenpunkt nach Abbildung 8.8 erzeugen sollen: 12121\_7\_#3 und 12121\_7\_#4. Da viele der Messungen ähnliche Ergebnisse für beide Proben lieferten, wird zunächst die Probe 12121\_7\_#3 besprochen und die Ergebnisse um nicht redundante Messungen an der Probe 12121\_7\_#4 ergänzt. Zum Schluss wird noch auf Messungen an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig an Probe 12121\_7\_#4 eingegangen. Diese bestätigten die bisherigen Ergebnisse und erlaubte genauere Messungen um den Pinch-Off.

#### 9.3.1. Messungen am Quantenpunkt auf der Probe 12121\_7\_#3

Der Aufbau der Struktur ist als REM-Scan in Abbildung 9.22 zu sehen. Für die nachfolgende Messungen wurden nur die IDTs mit der 2,4  $\mu\text{m}$ -Periodizität gebondet, da die höherfrequenten beim Testen an Raumtemperatur kein erkennbares Signal zeigten.

Nach dem Abkühlen, wie auf Seite 83 beschrieben, wurden die Kontakte auf Funktion und Dichtigkeit überprüft. Auch hier hat das mittlere Top Gate (mGate) keinen Einfluss auf den Strom durch die Struktur gezeigt. Aus der Kennlinie hat sich für alle Top Gates auf 0 V ein Offset von -17 nA bzw. 310  $\mu\text{m}$  ergeben.

Abbildung 9.23 zeigt den Source-Drain-Batch um die Netto-Null-Spannung. Wie in den Messungen an 1D-Kanälen kann man einen „Drehpunkt“ ausmachen, die Struktur innerhalb des Ersten Peaks scheint aber ausgeprägter zu sein, d. h. die zwei Peaks sind sehr gut sichtbar. Dieses Verhalten wäre auch für einen Übergang in Richtung nulldimensionale Systeme zu erwarten das im Ausbilden von Coulomb-Blockade-Peaks resultieren würde. Ansonsten ergeben sich keine auffälligen Unterschiede.

Die drei nachfolgende Abbildungen, 9.24, 9.25, 9.26, zeigen den Einfluss einzelner Top Gates auf den Strom durch den Quantenpunkt. Da bei Überprüfung der Kontakte kein Einfluss von mGate gemessen wurde, wird das Gate auf der virtuellen Masse von 0 V gehalten, ebenso das andere nicht untersuchte Top Gate. Die einzelnen aufgeführten Messungen sollen im Nachfolgenden besprochen werden.

In Abbildung 9.24 ist der Strom durch die Struktur als Falschfarbenplot in Abhängigkeit von  $V_{\text{SideGate}}$  und  $V_{\text{oGate}}$  dargestellt. Im unteren Bereich sind vier einzelne Messungen exemplarisch für bestimmte  $V_{\text{oGate}}$  eingefügt. Diese entsprechen den äußersten Werte für den Batch, also  $V_{\text{oGate}} = -0,4$  bzw.  $0,4$  V, der virtuellen Masse (0 V) sowie der Spannung

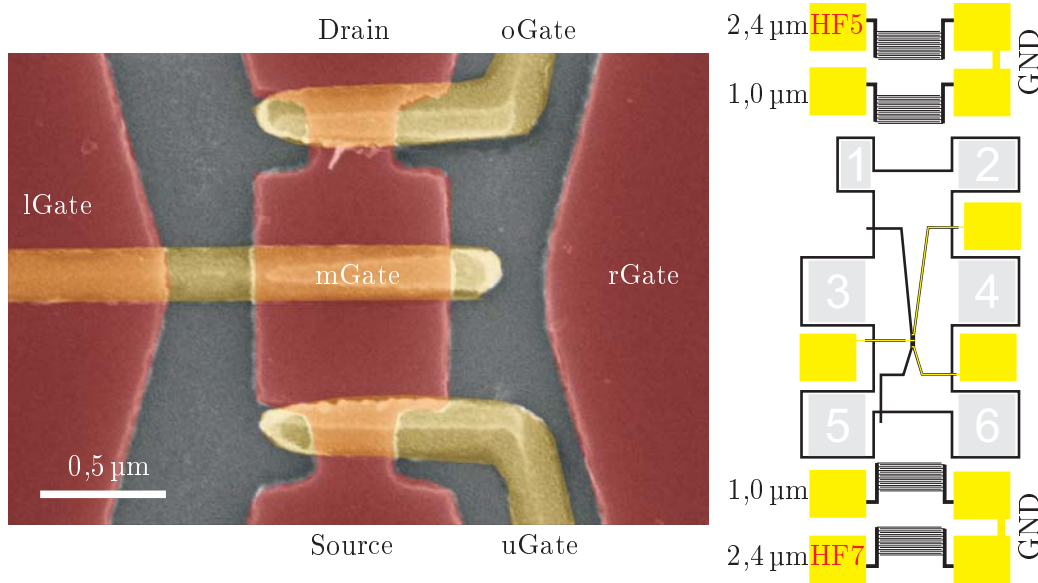


Abbildung 9.22.: Quantenpunkt auf der Probe 12121\_7\_#3. Die Bereiche, die das zweidimensionale Elektronengas enthalten, sind rot markiert, die Top Gates gelb. Ätzgräben wurden grau belassen. Die Struktur hat eine Ausdehnung von  $0,8 \times 0,7 \mu\text{m}$ , die engsten Stellen der Zuleitungen sind  $0,25 \mu\text{m}$  breit und  $0,33 \mu\text{m}$  lang. Die Top Gates liegen ca.  $0,1 \mu\text{m}$  nach oben verschoben und sind  $0,2 \mu\text{m}$  breit. Rechts vom REM-Scan kann man die Positionierung des Quantenpunktes auf der Probe sehen. Sowohl auf der Source- wie auch Drain-Seite befinden sich jeweils zwei interdigitale Schallwandler mit einer Periodizität von  $1,0$  bzw.  $2,4 \mu\text{m}$  die an eine gemeinsame Masse angeschlossen sind. Nur die  $2,4 \mu\text{m}$ -Schallwandler wurden gebondet und zwar an die Hochfrequenzleitungen HF5 bzw. HF7. Die Schallwandler mit kurzer Wellenlänge zeigten bereits bei Raumtemperatur kein klar identifizierbares Signal.

die dem Übergang zwischen dem geschlossen (niedrige  $V_{\text{oGate}}$ -Werte) und offenen (hohe  $V_{\text{oGate}}$ -Werte) Regime. Es besteht ein dramatischer Unterschied zwischen den beiden Bereichen. Im geschlossen Regime (Schwarz) setzt der Pinch Off erst sehr spät ein, der Strom steigt sehr stark an. Eine mögliche Potentialkonfiguration die solches Verhalten ermöglicht, sind sehr hohe Eingangsbarrieren am Quantenpunkt – hervorgerufen durch die Einengung des 2DEGs und zusätzliches Anheben der Barrieren mit negativer Spannung an den darüber liegenden Top Gates. Erst bei viel positiverer Spannung an den Side Gates, die die Tunnelbarrieren schmaler und wahrscheinlich auch kleiner machen, ist es für die Elektronen möglich aus den Reservoirs in den Quantenpunkt zu tunneln. Da die Side Gates den Quantenpunkt sehr groß machen, ist keine Coulomb-Blockade möglich und die einzigen stromlimitierenden Bereiche sind die Zuleitungen unter den Top Gates die jetzt wie zwei in Reihe geschalteten eindimensionalen Kanäle wirken. Das würde das Ausbilden von Stufen erklären. Das Verwaschen der Stufen hat zum großen Teil ihre Ursache an der starken Streuung der Elektronen – zum einen in den Kanälen selbst, siehe Kapitel 9.1 über die Untersuchung der Kanäle ohne Top Gates – wie vor allem aber auch in dem Quantenpunkt-bereich der aufgrund der hoher Side Gate-Spannung über große Elektronendichte verfügt

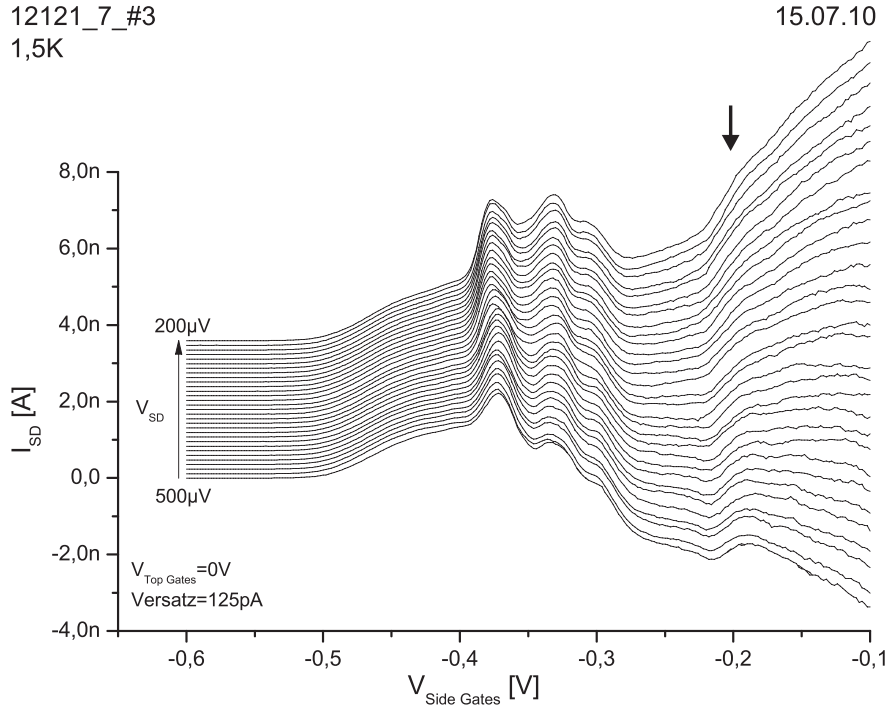


Abbildung 9.23.: Source-Drain-Batch am Quantenpunkt 12121\_7\_#3. Auch hier ist, wie bei den vorherigen Messungen an 1D-Drähten, ein „Drehpunkt“ kurz nach dem dritten Peak zu sehen. Er wurde mit einem Pfeil markiert.

an den das transportierte Elektron gestreut werden kann. Auch rein ballistische Streuung spielt hier aufgrund der Länge der Kanäle samt der Quantenpunktstruktur eine Rolle. Im geschlossenen Bereich wird der Stromtransport durch die Eingangsbarrieren dominiert – die Struktur zwischen den Barrieren hat dagegen einen geringen Einfluss.

Das offene Regime (Blau) verfügt hingegen über niedrige Eingangsbarrieren, was auch bei stärker verarmten Kanälen und Quantenpunkt einen Elektronenstrom ermöglicht. Dadurch liegt der Pinch Off bei wesentlich negativeren Side Gates. Der schwache Einfluss der Side Gates auf den Pinch Off im offenen Bereich, repräsentiert durch sehr große Steigung, resultiert aus der Tatsache, dass in diesem Bereich die Barrieren hauptsächlich durch die laterale Einschränkung des zweidimensionalen Gases gebildet werden und nicht durch die Top Gates. Der Übergang zwischen den beiden Bereichen kann also als eine relative Marke der Barrierenhöhen zueinander dienen bei der sich, die durch die Top Gates verursachte Barriere der durch die Struktur eingepprägten Barriere angleicht. Dadurch wird der Stromtransport nicht mehr ausschlaggebend durch die Top Gates begrenzt sondern durch die Nanostruktur – im Fall der Probe 12121\_7\_#3 also durch zwei Kanäle und den Quantenpunkt. Mit steigender  $V_{\text{SideGate}}$  vollzieht sich auch ein Übergang zwischen einem 0-dimensionalen System hin zu einem 1D-System, wie schon bei den Messungen an den Ratschensystemen im Kapitel 8 beschrieben. Der Übergang zeichnet sich schon für  $V_{\text{Gate}} = 0\text{ V}$  (Rot) deutlich ab: zwei Peaks am Pinch Off gehen in einen 1D-Bereich mit drei Stufen über und ist auch noch für den Übergangsbereich zwischen den Regimen (Cyan) zu sehen. Diese Überlegungen werden durch die Tatsache untermauert, dass sich der Strom im 0D-Bereich der Side Gate-Spannung für die verschiedenen  $V_{\text{Gate}}$ -Werte im

offenen Bereich für den ersten Peak nicht ändert. Interessant ist auch die Tatsache, dass für stark positive oGate-Spannung auch die Stufen im 1D-Bereich verschwinden, was durch das Verbreitern der Eintritts-/Austrittskanäle durch das positive Potential an der Top Gate erklärt werden kann. Die Entstehung des negativen Stroms kurz nach dem Ersten Peak kann hingegen nicht erklärt werden.

Das Verhalten der Probe bei einem  $V_{\text{uGate}}$ -Batch wird in der Abbildung 9.25 gezeigt. Auch hier kann man den Übergang zwischen beiden Bereichen sehen. Die Parameter unterscheiden sich jedoch zu den aus dem oGate-Batch und der Übergang ist nicht so gut zu sehen, da noch einige, negativere Werte, für  $V_{\text{uGate}}$  fehlen um das Ausbilden der Stufen zu erkennen. Es gibt jedoch auch einige Unterschiede, die hier kurz angesprochen werden sollen. Zum einen sind im geschlossenen Bereich zwei deutliche Peaks zu erkennen, während der Strom ansteigt. Zum anderen, der offene Bereich weist keinen negativen Strom auf und dieser steigt sogar für den ersten Peak stark an. Eine Verbindung zwischen beiden Abbildungen ist der Fall für jeweils 0 V an beiden Top Gates. Für diesen Fall sehen beide Kurven identisch aus, was die Messungen bestätigt.

Die Differenzen im Verhalten beider Kurven resultieren aus unterschiedlicher Ankopplung der Top Gates an das zweidimensionale Elektronengas. Diese beruhen auf Herstellungsunterschieden wie die Breite der Kanäle und der Top Gates, der genauen Lage auf den Eintritts-/Austrittsverbindungen, möglichen Oberflächenladungen zwischen dem Metall der Top Gates und des Substrats, der eingepprägten Potentiallandschaft der Verbindungen und des Quantenpunkts in der Eintrittsnähe und vielen anderen. Auch bei vollkommen identischer Ankopplung gibt es eine Asymmetrie bezüglich der Funktion als Source- oder Drain-Kanal, siehe z. B. [129].

Aufgrund der oben beschriebenen Asymmetrie ist es wichtig für eine Probe ein Parameter-Mapping der einzelnen Parameter durchzuführen und so eine vier- (für je 2 Top Gates und Side Gates) oder mehr-dimensionale Parameterkarte für die infrage kommenden Bereiche zu erstellen. Das ist leider sehr zeitaufwändig, ein Versuch solchen Mappings wird in Abbildung 9.27 gezeigt der jedoch aus Zeitgründen nicht vollständig durchgeführt wurde. Ein Zusammenlegen von mehreren Parametern, z. B. beider Top Gates, wie in Abbildung 9.26 vorgestellt ergibt nur eine Diagonale im Parameterraum und ist kein Ersatz für die langwierigen Messungen.

Die Abbildung 9.26 zeigt auch, dass die Stärke des Einflusses der beiden Top Gates auf den Strom in beiden Regimes nicht identisch ist. Vergleicht man die Kurven aus 9.24 und 9.25, so sieht man, dass für das geschlossene Regime (-4 V) das uGate dominiert und der Strom zeigt Ansätze der zwei charakteristischen Peaks aus der Messung mit uGate-Batch. Ähnliche Gemeinsamkeiten ergeben sich für das offene Regime und oGate. Hier wird der Strom negativ – ein Stromverhalten das nur für den offenen Regime am oGate beobachtet wurde. Der Fall für  $V_{\text{TopGates}} = 0 \text{ V}$  bleibt, wie erwartet, identisch zu vorherigen Messungen. Inwiefern der Einfluss eines der Gates im Übergangsbereich überwiegt könnte man aus einem vorher erstelltem Mapping herauslesen. Interessant ist, dass im Einflussbereich des jeweiligen Gates das andere Gate zwar nicht den generellen Verlauf des Stromes bestimmt, hat aber dennoch einen sichtbaren Einfluss. So verändert sich unter anderem der Pinch Off, der Strombetrag sowie einige der Merkmale – wie Peaks oder Stufen – werden verwaschen oder treten deutlicher auf. Eine generelle Regel für das Verhalten war nicht möglich zu beschreiben, da dies ein genaues Mapping verlangen würde. Zudem ist das Verhalten nicht für alle Proben identisch, sogar zwischen Abkühlvorgängen verändert sich die Top Gate-Abhängigkeit des Stroms innerhalb einer Probe.

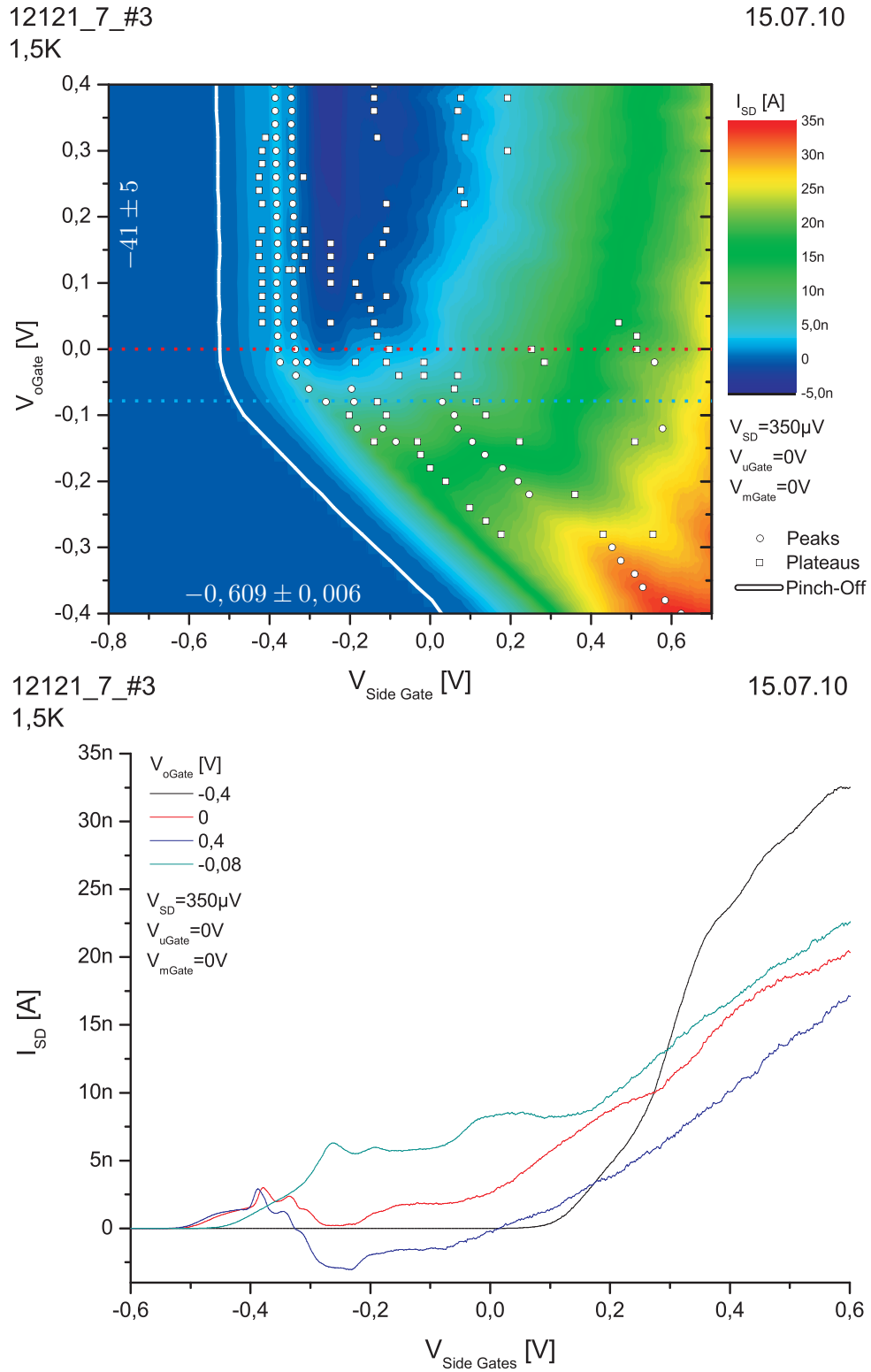
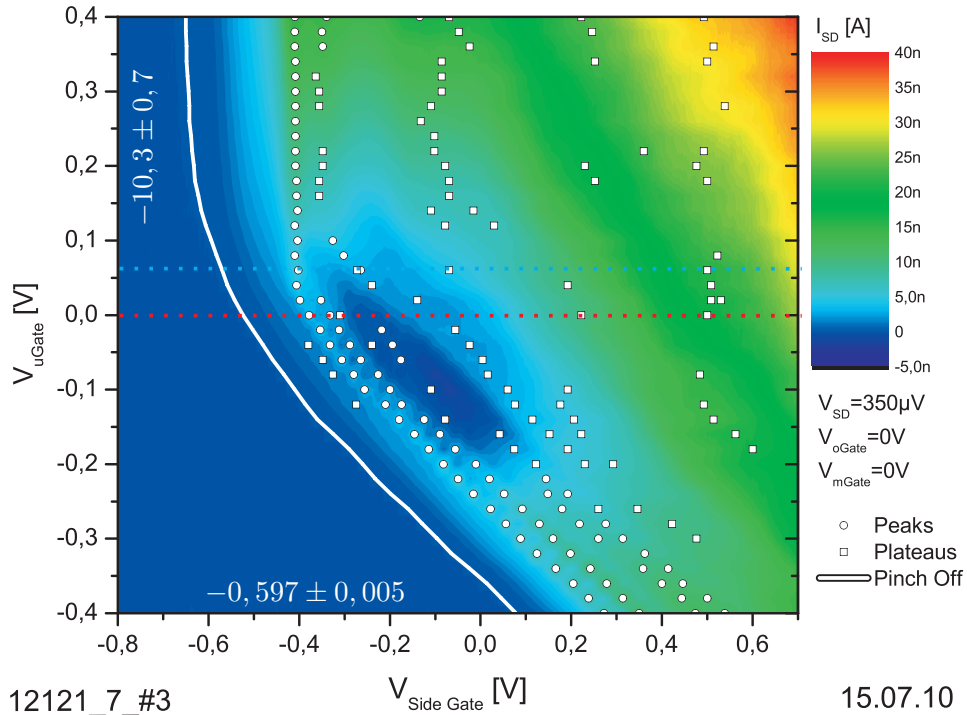


Abbildung 9.24.: Oben: Falschfarbenplot des Batch von oberem Top Gate am Quantenpunkt 12121\_7\_#3 bei  $V_{SD} = 350 \mu V$ . Um die Struktur besser aufzulösen, wurden die Peaks und Stufen, die nach Augenmaß ausgelesen wurden, mit Kreisen bzw. Quadraten markiert. Der Pinch Off, hier Einsetzen des Stroms über  $10 pA$ , ist als weiße Linie eingezeichnet, die Steigungen der angefitzten Geraden daneben eingetragen. Unten: einzelne Messungen für vier ausgewählte  $V_{oGate}$ , die Lage Kurven im Plot für  $0$  und  $-0,08 V$  wurden durch Linien eingezeichnet. Erklärung siehe Text.

12121\_7\_#3  
1,5K

15.07.10

12121\_7\_#3  
1,5K

15.07.10

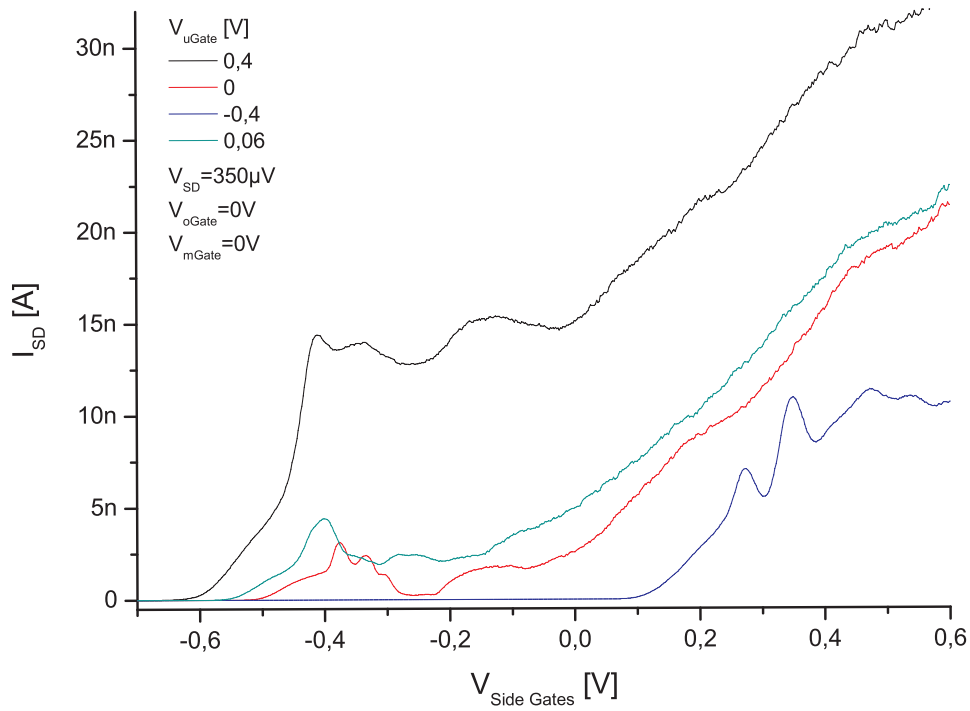


Abbildung 9.25.: Oben: Falschfarbenplot des Batches von unteren Gate am Quantenpunkt 12121\_7\_#3 bei  $V_{SD} = 350\mu V$ . Unten: einzelne Messungen für vier ausgewählte  $V_{uGate}$ , die Lage Kurven im Plot für 0,06 und 0 V wurden durch Linien eingezeichnet. Erklärung siehe Abbildung 9.24 und Text.

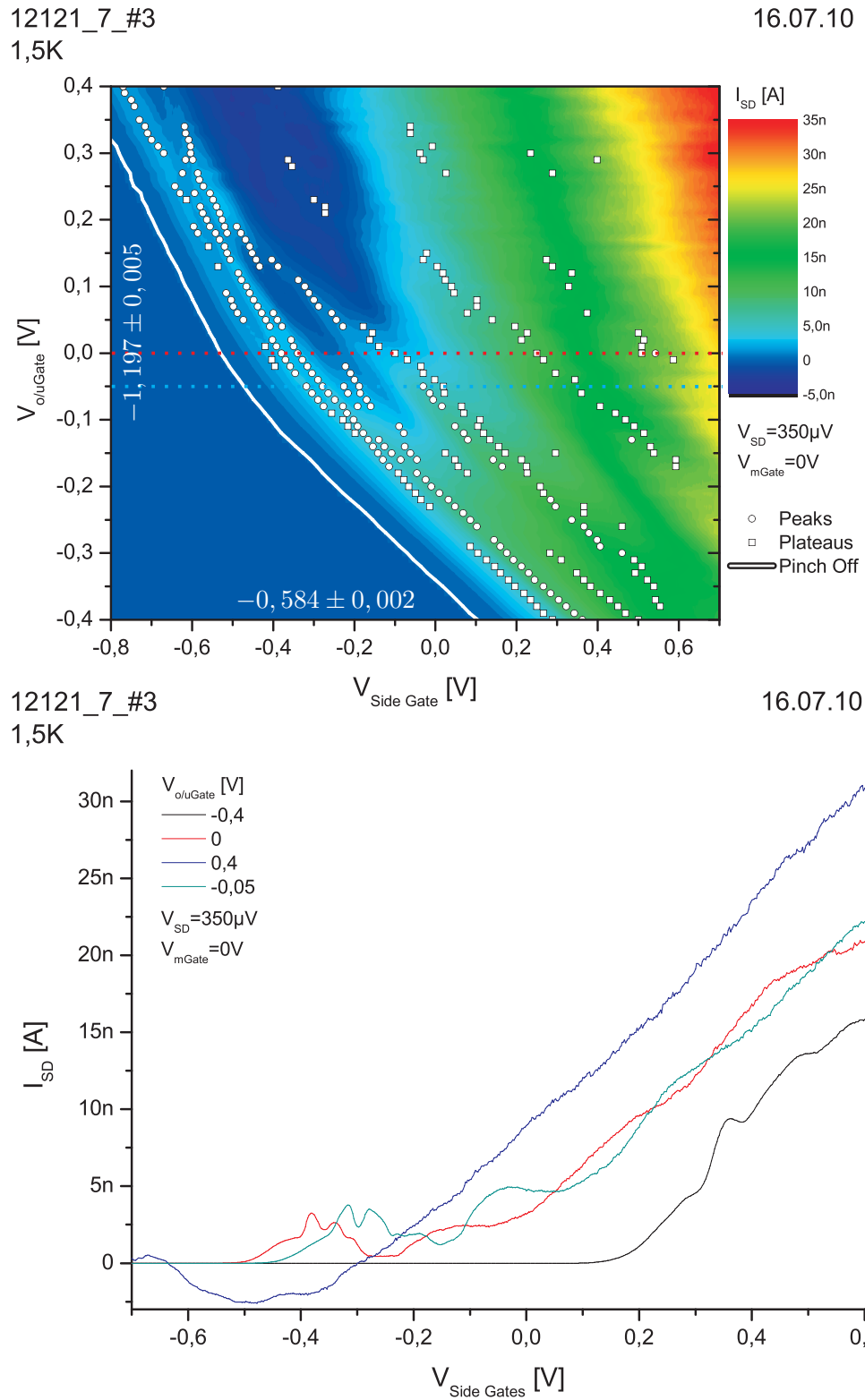


Abbildung 9.26.: Oben: Falschfarbenplot des Batches mit beiden Top Gates die auf einem Potential liegen am Quantenpunkt 12121\_7\_#3 bei  $V_{SD} = 350\mu V$ . Unten: einzelne Messungen für vier ausgewählte Spannungen der Top Gates. Erklärung siehe Abbildung 9.24 und Text.



Ein Beispiel für ein solches Mapping zeigt Abbildung 9.27 in der vom Nullpunkt aus, also  $V_{\text{oGate}}/V_{\text{uGate}} = 0,0 \text{ V}$ , in der horizontalen Richtung die Spannung am oGate bei konstanten uGate variiert wird. In der waagrechten Richtung wird uGate verändert, oGate bleibt konstant. Für ein Wertepaar von  $V_{\text{oGate}}/V_{\text{uGate}}$  wird ein  $V_{\text{SideGates}}$ -Sweep aufgenommen.

Die Tabelle 9.2 gibt einen Überblick über die aus den Falschfarbenplots ermittelte Steigungen für das offene und geschlossene Regime. Man kann zusammenfassend sagen, dass die Steigung für das geschlossene Regime innerhalb einer Größenordnung verbleibt und schwankt nur sehr wenig (Ausnahme:  $V_{\text{oGate}} = -0,1 \text{ V}$ ). Die Steigung für das offene Regime variiert hingegen sehr stark und ist für den Fall, wenn beide Top Gates gleichzeitig auf einem Potential verändert wurden, am kleinsten. Der Grund für die starke Streuung der Steigung im offenen Regime liegt womöglich an der Potentiallandschaft des Quantenpunktes, der mit ca.  $1 \mu\text{m}$  immer noch eine endliche Ausdehnung hat. In diesem Regime sind die untersuchten Top Gates meist positiv, die durch sie gebildete Barriere sehr klein. Die Transmission und Reflexion der Elektronen wird also durch das Zusammenwirken des Potentials des Quantenpunktes und der zweiten Barriere, die höher ist, bestimmt. Im geschlossenen Regime (negative Spannung) hingegen sind die Barrieren der Top Gates höher und bestimmen die Transporteigenschaften. Die Potentiallandschaft des Quantenpunktes wird durch die Eingangs-/Ausgangsbarrieren überhöht und übt großen Einfluss mehr.

$V_{\text{oGate}}$	$V_{\text{uGate}}$	Steigung, geschlossenes Regime	Steigung, offenes Regime
$\pm 0,4 \text{ V}^*$	$\pm 0,4 \text{ V}^*$	$-0,584 \pm 0,002$	$-1,197 \pm 0,005$
$\pm 0,4 \text{ V}$	$0 \text{ V}$	$-0,609 \pm 0,006$	$-41 \pm 5$
$0 \text{ V}$	$\pm 0,4 \text{ V}$	$-0,547 \pm 0,005$	$-10,3 \pm 0,7$
$-0,1 \text{ V}$	$\pm 0,4 \text{ V}$	$-0,362 \pm 0,001$	$-15,0 \pm 0,5$
$0,2 \text{ V}$	$\pm 0,4 \text{ V}$	$-0,600 \pm 0,005$	$-6,1 \pm 0,2$
$\pm 0,4 \text{ V}$	$0,16 \text{ V}$	$-0,593 \pm 0,001$	$-8,2 \pm 1,3$

Tabelle 9.2.: Zusammenfassung der bestimmten Steigungen für offenes und geschlossenes Regime an der Probe 12121\_7\_#3 für einige Wertepaare von  $V_{\text{oGate}}/V_{\text{uGate}}$ .  $\star$  beide Top Gates wurden gleichzeitig verändert und lagen auf gleichem Potential.

Im Folgenden sollen noch andere Eigenschaften der Quantenpunktstruktur besprochen werden, jedoch anhand einer anderen Probe, 12121\_7\_#4, da die Messungen entweder nur an dieser durchgeführt wurden bzw. ausgeprägter waren.

### 9.3.2. Messungen am Quantenpunkt auf der Probe 12121\_7\_#4

Das Layout der Probe entspricht dem Quantenpunkt 12121\_7\_#3. Die Abbildung 9.28 stellt den Scan eines Rasterelektronenmikroskops dar. Um das linke Side Gate von beiden Seiten des mGate gleichmäßig anzusteuern – das mittlere Top Gate teilt es in zwei Teile – wurden die Ohmschen Kontakte 3 und 5 zusammengeschlossen (gestrichelte Linie).

## 9. Messungen und Ergebnisse

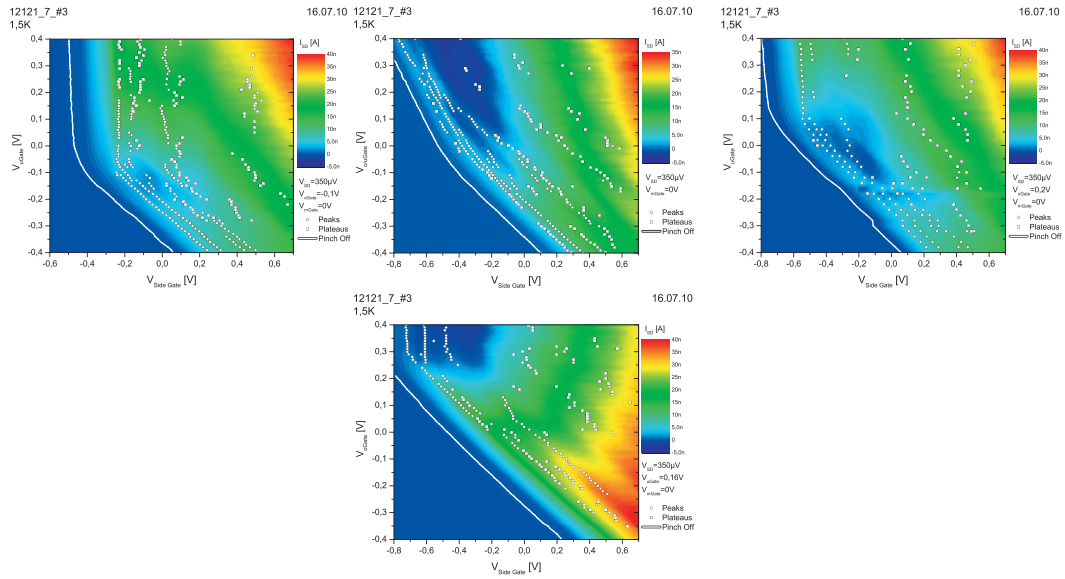


Abbildung 9.27.: Vier Messungen aus dem Mapping des Stromverhaltens am Quantenpunkt 12121\_7\_#3. Der mittlere Plot steht für Position  $V_{oGate}/V_{uGate} = 0,0$  V, horizontal wird oGate, vertikal uGate variiert.

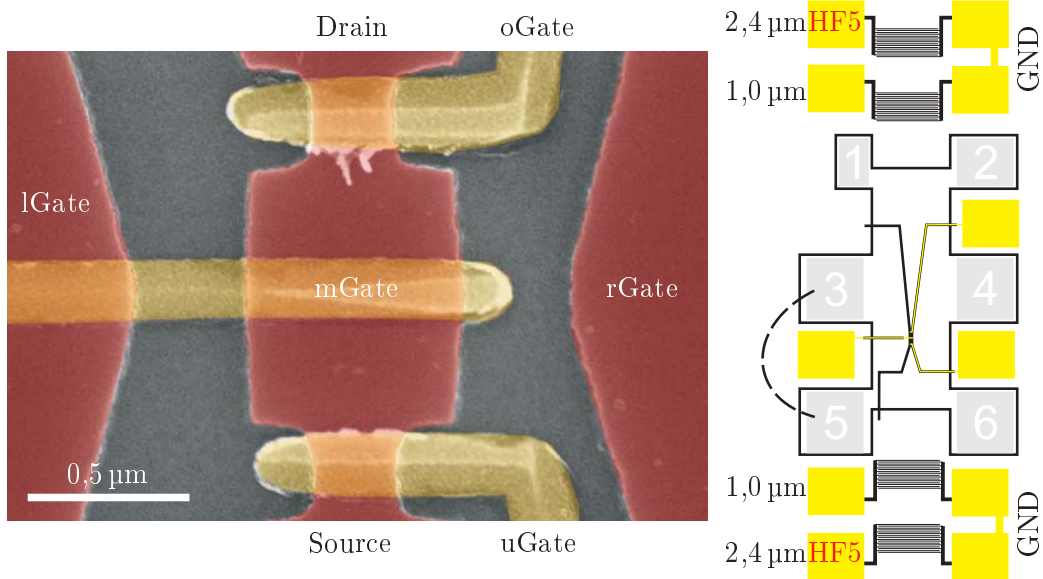
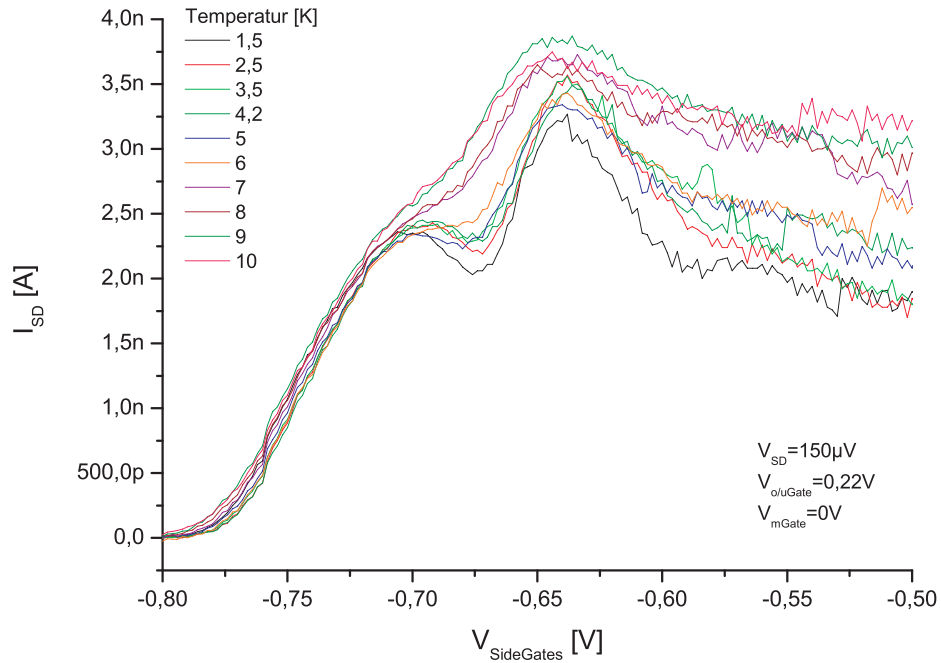


Abbildung 9.28.: Quantenpunkt auf der Probe 12121\_7\_#4. Für die genaue Bemaßung siehe Abbildung 9.22. Bei dieser Probe sind die Top Gates exakt über den Zuleitungen sowie in der Mitte des Quantenpunktes positioniert. Zudem wurden die Ohmschen Kontakte 3 und 5 für das linke Side Gate zusammen geschlossen (gestrichelte Linie).

12121\_7\_#4

10.06.10



12121\_7\_#4

10.06.10

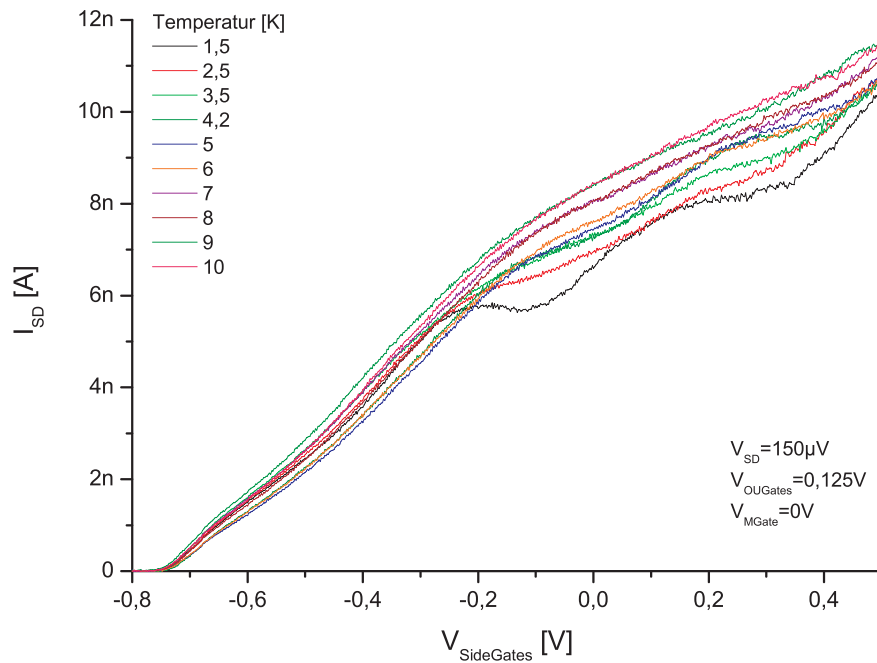


Abbildung 9.29.: Einfluss der Temperatur auf die Quantisierungseffekte wie Peaks und Stufen an der Probe 12121\_7\_#3. Dabei wurde die Probe jeweils in das offene (oben) oder geschlossene (oben) Regime eingestellt und zwar mit Hilfe beider, auf einem Potential liegenden, Top Gates:  $V_{oGate}$  und  $V_{uGate} = 0,22\text{ V}$  bzw.  $0,125\text{ V}$ .  $V_{mGate}$  liegt immer auf  $0\text{ V}$ . Mit steigender Temperatur verwaschen die Quantisierungseffekte aufgrund steigender thermischer Energie der Elektronen.

### Einfluss der Temperatur auf die Quantisierung.

Eine Messung, die nur an dieser Probe durchgeführt wurde, war der Einfluss der Temperatur auf  $I_{SD}$  beim Side Gate-Sweep. Die interessanten Strukturen in der Kurve (Peaks und Stufen) sollten, der Theorie nach, anfällig auf die Temperatur reagieren, wenn ihr Ursprung – wie vermutet – in der Quantisierung des Stromes liegt. Mit steigender Temperatur sollten aufgrund der steigender thermischen Energie der Elektronen mit  $E_{th} = k_B T$  die Peaks und Stufen auswaschen, denn die hohe thermische Energie erlaubt Anregung der Elektronen über ein oder mehrere Energieniveaus der Kanäle und des Quantenpunkts hinweg. Um diesen Einfluss zu untersuchen, wurde die Probe sowohl im offenen Regime, wo hauptsächlich Peaks auftreten, wie auch im geschlossenen Regime mit gut sichtbaren Stufen, untersucht. Die Messungen zeigen, dass tatsächlich die Effekte mit steigender Temperatur zunehmend undeutlicher werden, bis sie ab einer Temperatur von 7 K in beiden Bereichen fast vollständig verschwinden. Das kann als ein sehr sicherer Hinweis auf die Quantennatur der Effekte herangezogen werden und erlaubt eine erste Abschätzung des Energieabstands im Quantenpunkt, der für die hier ermittelten 7 K einen Energieabstand von ca. 0,6 meV ergibt.

### Einfluss der akustischen Oberflächenwelle

Akustische Oberflächenwellen, wie im Kapitel 5 beschrieben, können benutzt werden, um Elektronen periodisch durch Nanostrukturen zu treiben. In dieser Arbeit sind vor allem zwei Effekte von Bedeutung: der akustoelektrischer Strom durch einen Quantenpunkt und im Fall eines stark asymmetrischen Quantenpunkts mögliche Ratscheneffekte, die den Anstoß für diese Arbeit lieferten, siehe Kapitel 8.

Zu diesem Zweck wurden auf den Proben interdigitale Schallwandler angebracht, deren Resonanzfrequenz als erstes bestimmt werden soll. Da die höherfrequenten IDTs ( $\lambda = 1,0$  m) kein befriedigendes Signal geliefert haben, wird im Folgenden nur die Messung an den äußeren,  $\lambda = 2,4$  m-großen IDTs an Leitungen HF5 (oberhalb der Struktur) und HF7 (unterhalb der Struktur) besprochen. Nach dem Einkühlen wird, wie auf Seite 75 beschrieben, versucht, den akustoelektrischen Strom zu messen. Zu diesem Zweck werden die Top Gates auf einen positiven Wert eingestellt, um die Eingangsbarrieren klein zu halten. Dadurch sollte auch die zur Bestimmung nötige Leistung minimiert werden, was wiederum das Aufheizen der Probe verhindert. Der Quantenpunkt wird in den verarmten Zustand, also links vom Pich Off, mit Hilfe der Side Gates präpariert. Die erwartete Resonanzfrequenz ergibt sich nach 5.2 zu 1,202 GHz. In der Abbildung 9.30 wird links der Frequenzsweep für beide IDTs präsentiert. Dabei scheint der obere IDT keinen akustoelektrischen Strom zu erzeugen, denn in der Nähe der theoretischen Resonanzfrequenz gibt es kein ausgeprägtes detektierbares Signal, der entsprechend der Laufrichtung der SAW negativ sein sollte. Das Signal für den unteren IDT hingegen weist eine Reihe von Peaks mit überlagert von Oszillationen rechts der theoretischen Frequenz bei 1,2135 GHz. Die Abweichung beträgt ca. 1 % und liegt im Rahmen der Fabrikationsgenauigkeit der Fingerbreite. An den REM-Aufnahmen der IDTs wurde eine Verbreiterung der Fingerstruktur von ca. 20 nm gemessen, die einem Fehler von 0,8 % entspricht. Zudem verändert sich temperaturabhängig die Schallgeschwindigkeit von GaAs für die eingekühlte Probe. Vergleicht man die Messung für HF7 mit der Resonanzbestimmung in Abbildung 8.4 so erkennt man sehr leicht,

dass anstatt des erwarteten einzelnen Peaks für die Resonanzfrequenz ein recht breiter Peak der von feinen Oszillationen konstanter Periode überlagert wird, zu sehen ist. Die Ursache kann nicht mit vollständiger Gewissheit bestimmt werden, wahrscheinlich ist das ein komplexer Zusammenspiel der Reflexionen an den übrigen IDTs, der Struktur und den Top Gates sowie der Probenkanten. Ein ähnliches Bild des Frequenzgangs wurde am Netzwerkanalyzer bei Raumtemperatur beobachtet.

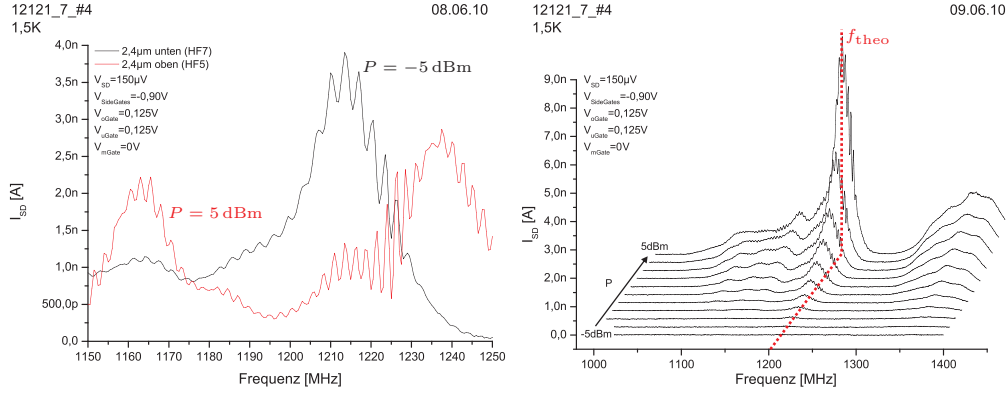


Abbildung 9.30.: Bestimmung der Resonanzfrequenz am HF7. Links: Frequenzsweeps an beiden  $\lambda = 2,4$  m IDTs an Hochfrequenzleitungen HF5 (oben, schwarze Kurve) und HF7 (unten, rote Kurve). Rechts: Leistungsbatch am HF7 um die Resonanzfrequenz. Hier kann man das Ansteigen des Stroms mit der zunehmenden Leistung des IDTs sehr gut beobachten. Die bestimmte Resonanzfrequenz von 1,2135 GHz stimmt nicht exakt mit der theoretischen Frequenz von 1,202 GHz überein, liegt aber innerhalb der Abgeschätzten Fehlergrenzen. Erklärung zur Bestimmungsmethode siehe Seite 75.

Im Folgenden werden Messungen vorgestellt, die den Einfluss der akustischen Oberflächenwelle auf den Source-Drain-Strom darstellen und zwar bei verschiedenen Konfigurationen der oGate und uGate. mGate wird dabei nicht untersucht und auf virtueller Masse belassen, da dieses Gate bei Überprüfung der Kontakte keinen Einfluss gezeigt hat. Die verwendete Frequenz ergibt sich aus der Bestimmung in Abbildung 9.30.

Zunächst wird das geschlossene Regime, also das mit relativ hohen Barrieren untersucht. Zu dem Zweck werden die beiden Top Gates (oGate und uGate) an das gleiche Potential angeschlossen und auf 0,125 V gelegt. Die Leistung die an das untere IDT, HF7, eingespeist wird kontinuierlich für jeden Side Gate-Sweep von  $-30$  dBm auf  $-5$  dBm in 1 dBm-Schritten erhöht. Die Abbildung 9.31 stellt den Verlauf als 3D- und Wasserfall-Plot dar. Wie man erkennen kann, gibt es bei niedrigen Leistungen keine Veränderung, die drei Stufen/Peaks sind weiterhin vorhanden. Steigert man die Leistung am unteren IDT, so beginnt der Strom durch die Struktur ab ca.  $-17$  dBm ebenfalls größer zu werden. Die ersten zwei Peaks verschmelzen bei steigendem Strom und entwickeln sich zu einem großen Peak. Der dritte Peak/Stufe steigt ebenfalls an wenn auch nicht so stark wie der erste. Überraschenderweise ergeben sich für höhere Leistungen zwei interessante Effekte: der Strom fällt nach dem zweiten Peak schlagartig ins Negative und für  $P = -8$  dBm entstehen abrupte Stromsprünge – markiert mit blauem Kreis – die jedoch auf kurzen Strecken parallel zur ursprünglichen Kurve verlaufen, um wieder auf diese zurück zu fallen. Es scheint so, als ob

plötzlich zusätzliche Moden entstanden wären, die wieder verschwinden. Dieses Verhalten wurde oft beobachtet, auch an anderen Proben jedoch immer nur bei hohen Leistungen und sie waren nicht reproduzierbar. Eine wahrscheinliche Ursache könnte das Vorhandensein von so genannten Two Level Fluctuators (TLF) in der unmittelbaren Nähe des Systems. Diese entstehen aufgrund von Gitterdefekten und stellen ein System da, das zwei Zustände besitzt die stochastisch ihre Ladungskonfiguration verändern. Da der Wellenfront der SAW sehr viel breiter ist als die Struktur (mehr als  $100\text{ }\mu\text{m}$ ) werden vorhandene TLFs ebenfalls von der akustischen Oberflächenwelle beeinflusst und können bei höheren Leistungen ihre Ladungszustände verändern, die wiederum die Leitfähigkeit des Quantenpunktes, ähnlich dem Quantenpunktkontakt, verändern. Einige Arbeiten zu den TLF finden sich in [140–142]. Obwohl die TLFs die wahrscheinlichste Erklärung für die Stromsprünge sind, können ein Leckstrom oder eine Störung während der Messung nicht ausgeschlossen werden. Der abrupte Abfall des Stromes ins Negative hat hingegen seine Ursache wahrscheinlich in der Konfiguration der Barrieren, denn das Verhalten unterscheidet sich in Abhängigkeit vom untersuchten Regime sehr stark. Der Einfluss der Oberflächenwellen im offenen Regime wird in der Abbildung 9.32 beleuchtet. Hier verhält sich der Strom ähnlich, jedoch bereits kleinere Leistungen zeigen Wirkung. So steigt der Strom am ersten Peak schon für die kleinsten Leistungen an. Der Abfall des Stromes ins Negative setzt hier bereits bei ca.  $-18\text{ dBm}$  an, im geschlossenen Regime trat dieser Effekt erst für deutlich höhere Leistungen auf.

Führt man noch zusätzliches Parameter „Leistung“ ein, steigt selbstverständlich der Aufwand für eine Mapping-Charakterisierung des Systems. Die Abbildung 9.33 zeigt den Versuch solche „Landschaften“ für das System darzustellen. Da wie oben beschrieben die Herkunft der Effekte nicht geklärt ist, wird auf die genaue Beschreibung der Messungen oder Erklärungsversuche verzichtet.

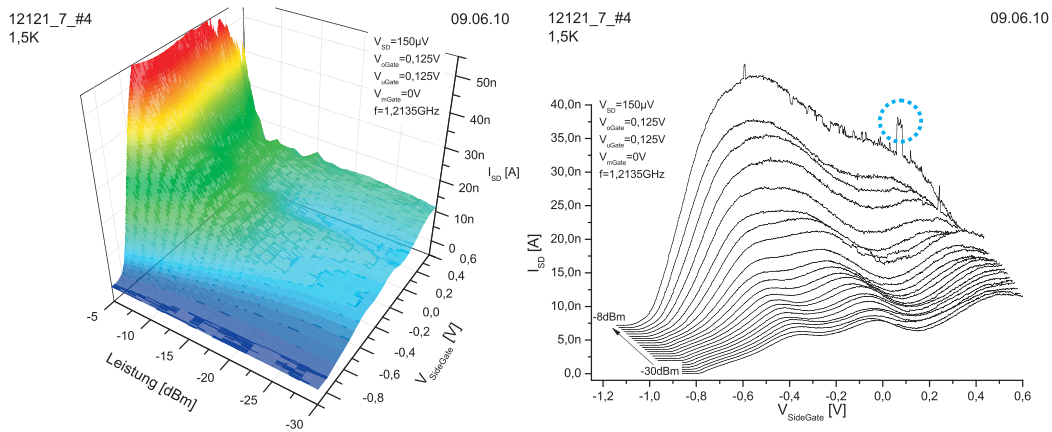


Abbildung 9.31.: Leistungsbatch am unteren IDT (HF7) im geschlossenen Regime am Quantenpunkt 12121\_7\_#4. Links ist die komplette Messung im 3D-Falschfarbenplot dargestellt. Für mehr Übersicht wird die Messung rechts als Wasserfall-Plot nochmal dargestellt. Hier sind einige interessante Details besser zu erkennen, s. Text.

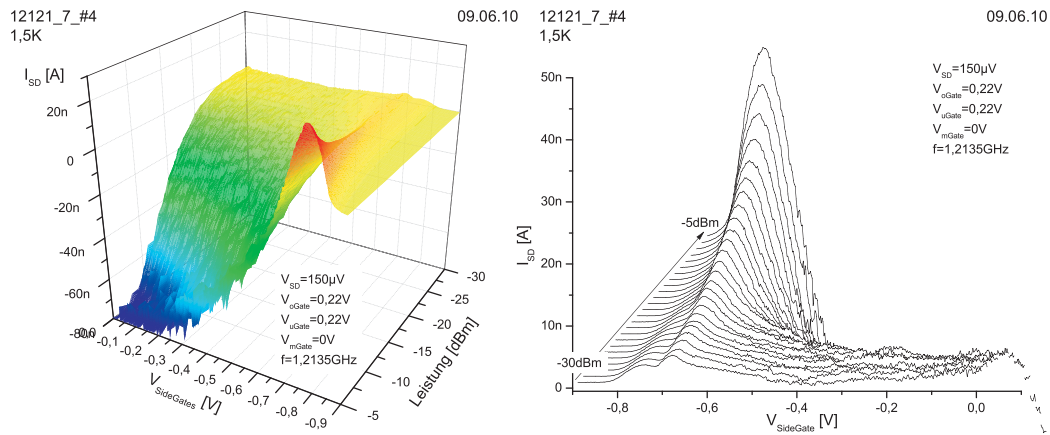


Abbildung 9.32.: Leistungsbatch am unteren IDT (HF7) im offenen Regime am Quantenpunkt 12121\_7\_#4. Links ist die komplette Messung im 3D-Falschfarbenplot dargestellt. Für mehr Übersicht wird die Messung recht als Wasserfall-Plot nochmal dargestellt. Hier sind einige interessante Details besser zu erkennen, s. Text.

## 9. Messungen und Ergebnisse

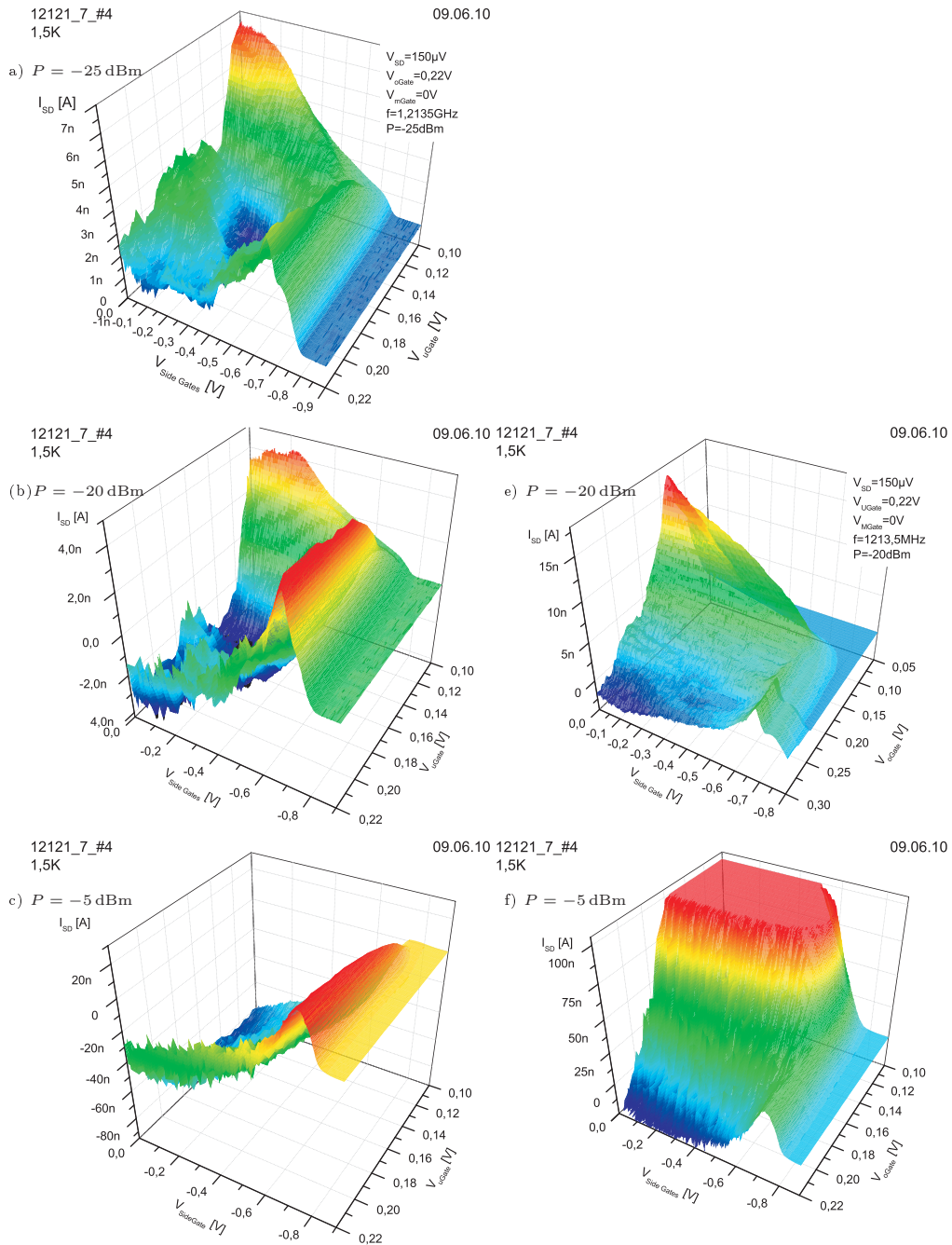


Abbildung 9.33.: Ein um den Parameter Leistung erweitertes Mapping des  $I_{SD}$ . Linke Spalte zeigt oGate-Batches, die rechte uGate-Batches jeweils mit drei bzw. zwei ausgewählten Leistungen die an den unteren IDT (HF7) angekoppelt wurde. Man kann ein unterschiedliches Verhalten für das jeweilige Batch erkennen. Beim unteren Gate (linke Spalte) wird das offene Regime verstärkt, im geschlossenen Regime geht der Strom vom Positiven ( $P = -25 \text{ dBm}$ ) ins Negative ( $P = -25 \text{ dBm}$ ) über. Das oGate-Batch zeigt einen sehr starken Einfluss der Oberflächenwelle für das geschlossene Regime, während im offenen Regime der Effekt ungleich kleiner ist. Das spricht für eine sehr starke Abhängigkeit des Transportes der mitgeführten Elektronen von der Gestalt der Eingangs-/Ausgangspotentiale des Quantenpunktes.



### 9.3.3. Messungen am Quantenpunkt 12121\_7\_#4 an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig.

Die nachfolgenden Messungen wurden mit freundlicher Erlaubnis und Unterstützung an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig, bei der Arbeitsgruppe 2.53 unter der Leitung von Dr. Hans Werner Schumacher, durchgeführt. Ihr Ziel war es die Messungen in Augsburg zu bestätigen sowie Messungen, die aufgrund der Fehler im Messsystem nicht möglich waren, namentlich die Messungen um Pinch Off sowie Quantenpunktspektroskopie, durchzuführen. Aufgrund der starken Belegung des  $^3\text{He}$ -Systems war es leider nur möglich wenige Tage zu messen, was die Auswahl der Messungen, die überprüft werden konnten sehr stark eingeschränkt hat. Als am besten geeignete Probe wurde der Quantenpunkt 12121\_7\_#4 ausgewählt. Zum Aufbau des Systems und der Vorbereitung der Probe siehe Kapitel 7.5.2 bzw. 6.8, zur Probengeometrie wird hier auf die Seite 127 und die Abbildung 9.28 verwiesen. Das Testen der Kontakte und das Einkühlen verläuft analog zu Messungen in Augsburg.

#### Kennlinie und Offset.

Wie üblich, wird nach dem Erreichen der Zieltemperatur, hier zunächst 1,5 K, eine Kennlinie des Systems aufgenommen. Eine zuvor durchgeführte Überprüfung der Dichtigkeit der Kontakte ergab keinen Einfluss des mittleren Gates auf den Strom, sodass dieses auf der virtuellen Masse von 0 V belassen wurde. Die Kennlinie wurde mit einer positiven Spannung an den restlichen Top Gates (oGate, uGate) von 200 mV gemessen. Dies soll die Struktur in das offene Regime setzen und die Streuung der durch den Quantenpunkt transportierten Elektronen an den Eingangsbarrieren verhindern. Das Ergebnis dieser Messung ist in Abbildung 9.34 zu sehen. Während für einen höheren  $V_{\text{SD}}$ -Bereich die Kennlinie nicht mehr linear verläuft, zeigt der Inset die Messung im typischen Parameterbereich, der strikt linear ist. Der Fit des linearen Bereiches zwischen  $\pm 200 \mu\text{m}$  ergab einen Offset von ca. 8 pA und 6  $\mu\text{V}$  was innerhalb der Messgenauigkeit liegt und zum Teil auf Leckströme hindeutet, jedoch fast zwei Größenordnungen kleiner ist als der üblicherweise gemessene Offset an dem Messaufbau in Augsburg. Auch ein Sprung um  $V_{\text{SD}}$  der oft in Augsburg gemessen wurde konnte hier nicht beobachtet werden. Zudem zeigte die Kennlinienbestimmung die Linearitätsgrenzen für die Source-Drain-Spannung, die bei ca. 0,25 mV liegt.

#### Vergleich von Source-Drain-Batch.

Nachdem der Offset als ein Messaufbaufehler identifiziert wurde sollte die zweite Anomalie, die bei Messungen in Augsburg durchgehend in Erscheinung getreten ist untersucht werden – der Erste Peak oder 1st-Peak-Anomalie. Zu diesem Zweck wurde eine Reihe von Side Gates-Sweeps bei unterschiedlichen Source-Drain-Spannungen aufgenommen. Zwei solche Messkurvensätze, für zwei unterschiedliche Top Gate-Spannungen sind in Abbildung 9.35 zu sehen. Da noch kein Mapping der Probe vorgenommen wurde, sind die Spannungen willkürlich im vermuteten offenen Regime gewählt worden: 200 bzw. 150  $\mu\text{V}$ . Das linke Bild zeigt schon sehr deutlich, dass der in Augsburg auftretende Erste Peak hier nicht beobachtet wird. Ebenfalls gut zu erkennen ist die Symmetrie bzgl.  $V_{\text{SD}} = 0 \text{ V}$ . Die Peaks und die Stufen sind nicht stark ausgeprägt. Für niedrigere Spannungen an den Top Gates

12121\_7\_#4  
1.3K

23.08.10

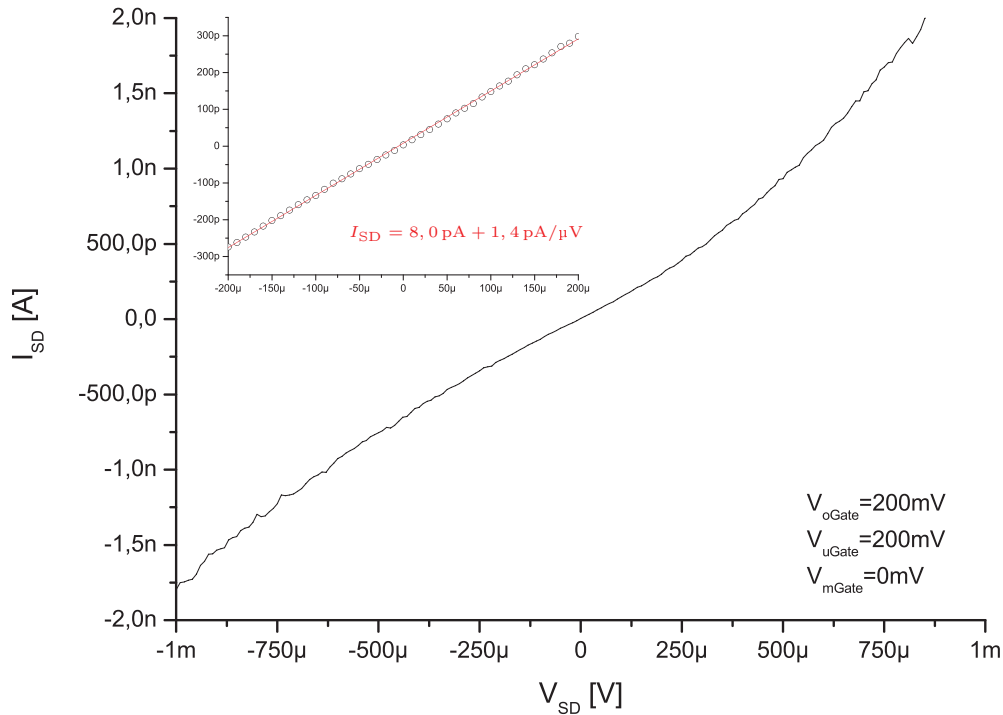


Abbildung 9.34.: Die Messung der Kennlinie des Quantenpunkts 12121\_7\_#4 an der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig. Die Spannung an Source-Drain wurde in einem relativ großen Bereich von  $\pm 1 \text{ mV}$  angelegt. Damit kann eine evtl. vorhandene Nichtlinearität bei höherer Verspannung erkannt werden. Der Inset dagegen zeigt den für die Messungen üblicherweise verwendeten Bereich, der strikt linear verläuft.

(rechts, 150 mV) wird die Symmetrie leicht gebrochen, d. h. die Peaks/Stufen für positive  $V_{SD}$  finden nicht immer das exakte Pendant auf der negativen Seite der Source-Drain-Spannung bzw. unterscheiden sich in Betrag und Position. Das weist auf unterschiedliche Transmissions- und Reflexionskoeffizienten hin. In dem betrachteten Modell würde das nicht symmetrischen Eintrittsbarrieren entsprechen, die die eintretende Elektronen je nach Transportrichtung unterschiedlich streuen. Diese Überlegung wird noch durch den insgesamt niedrigeren Strom im Vergleich zum linken Bild untermauert, da höhere Barrieren den Strom zusätzlich begrenzen. Aus der Tatsache, dass bei  $V_{TopGates} = 200 \text{ mV}$  die Symmetrie noch gegeben ist, kann man folgern, dass die Barrieren, die durch die Top Gates gebildet werden die natürlichen, durch die Änderung der Elektronendichte hervorgerufene, Barrieren übersteigen.

Mit dieser Kenntnis wurde als nächstes versucht, mit Hilfe der Top Gates die Potentiallandschaft der Struktur derart zu verändern, dass die Messungen deutlichere Quanteneffekte wie Peaks und Stufen zeigen. Durch noch stärkere Asymmetrie der Eingangsbarrieren, hier für den Parametersatz der Top Gates von 200 bzw. 110 mV für oGate bzw. uGate, entstand die Messreihe die in Abbildung 9.36 dargestellt wird. Die Erhöhung der Source-

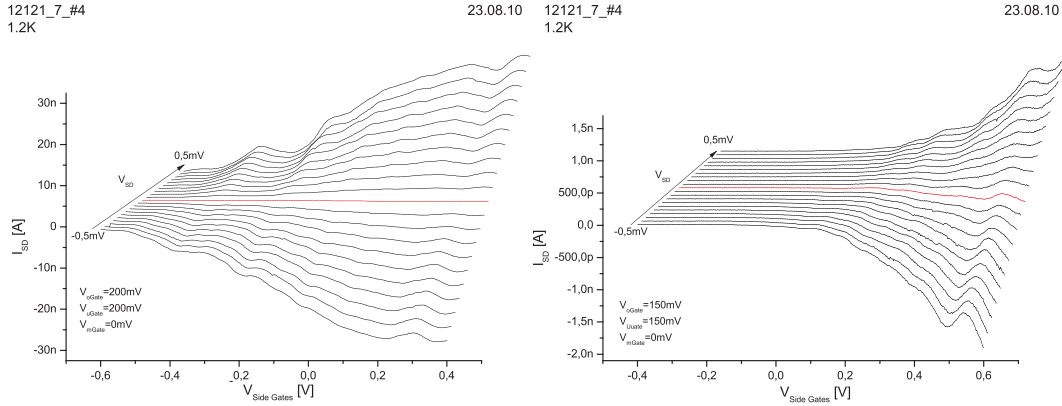


Abbildung 9.35.: Source-Drain-Batch am Quantenpunkt 12121\_7\_#4. Links wurde an die Top Gates 200 mV, rechts 150 mV angelegt. Diskussion siehe Text.

Drain-Spannung bewirkt nur die Erhöhung des Stromes, also der Anzahl der Elektronen die durch den Quantenpunkt transportiert werden, verändert jedoch nicht die Position des Peaks oder der Stufen. Zudem treten diese deutlicher hervor. Nach dem Modell, wie im Kapitel 4.2 beschrieben, wird durch das Verbreiten des Transportfensters Zugang zu zusätzlichen Energieniveaus geschaffen. Das Ansteigen des Stromes, oder besser der Leitfähigkeit, an der Stufe sollte jedoch nicht kontinuierlich, sondern in Schritten von  $h/e^2$ , also um eine Leitfähigkeitsmode erfolgen. Dieses Verhalten wird auf der rechten Seite der Abbildung untersucht. Hier wird der Widerstand der zweiten Stufe, markiert mit einem Pfeil im linken Bild, gegen die angelegte Source-Drain-Spannung aufgetragen. Die Messpunkte werden mit einer abfallenden Exponentialfunktion angefitet, die von anfänglichen sehr hohen Werten sich dem Widerstand von ca.  $35 \text{ k}\Omega$  annähert. Dieser liegt in der Nähe des ersten theoretischen Leitfähigkeitsquants von  $25 \text{ k}\Omega (= h/e^2)$  und die Erhöhung des Wertes hat zum einen seinen Ursprung in den in Serie geschalteten Widerständen der Zuleitungen, der Ohmschen Kontakte und des 2DEGs, siehe auch 6.6.1. Aber auch das Produkt der Transmissionskoeffizienten an den Grenzen der einzelnen Abschnitte der Struktur, den Kanälen und dem Quantenpunkt, verursacht durch die Streuung an den Barrieren, erhöht den Widerstand (s. Seite 24). Die Kurve ist ab dem Bereich von ca.  $60 \text{ }\mu\text{V}$  annähernd konstant, was ein Hinweis auf die notwendige Breite des Transportfensters sein kann. Der vorher einsetzende Transport kann auf Anregung durch andere Prozesse (Phononen, elektromagnetische Strahlung, thermische Energie) zurückzuführen sein. Je näher die Fermikante der Zuleitungen an die Niveaus der Struktur rücken, desto wahrscheinlicher wird die Besetzung der Niveaus. Zudem können noch andere Ursachen für dieses nichtlineare Verhalten hinzukommen, wie z. B. nicht vollkommen ohmsches Verhalten der Kontakte oder auch zusätzliche Tunnelprozesse.

### Einfluss der Top Gates.

In Anlehnung an Messungen in Abbildung 9.11 wird zum Vergleich das Verhalten von  $I_{SD}$  in Abhängigkeit von den einzelnen Top Gates untersucht. Ein einzelnes Top Gate wird verändert, während die restlichen Top Gates und die Side Gates auf konstanten Potentialen liegen. Die aufgenommenen Daten werden in der Abbildung 9.37 vorgestellt und zeigen im

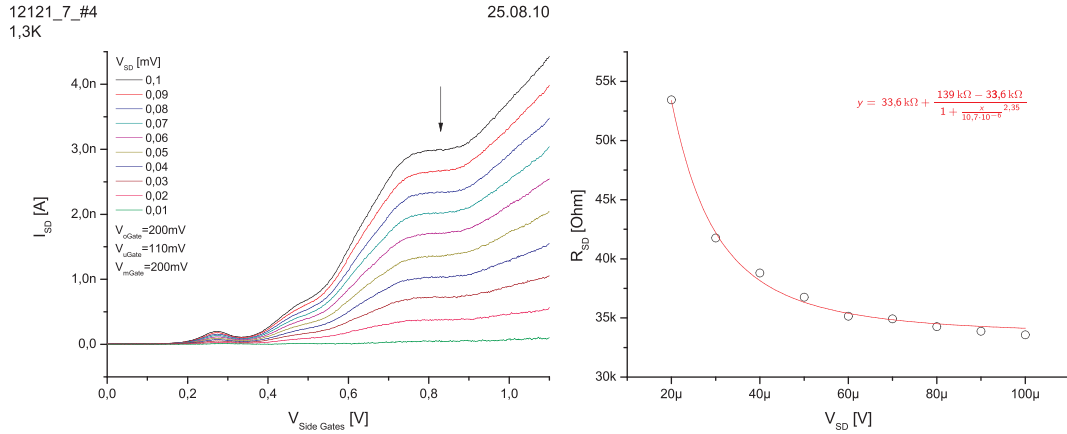


Abbildung 9.36.: Source-Drain-Batch am Quantenpunkt 12121\_7\_#4 für asymmetrische Eintrittsbarrieren. Hier wurde der Augenmerk auf die Ausbildung von Stufen gelegt. Der Strom für die deutliche, zweite Stufe (mit Pfeil markiert) wurde bestimmt und im rechten Diagramm als Widerstand gegen  $V_{SD}$  also die Breite des Transportfensters, aufgetragen und gefittet. Erklärung siehe Text.

Grunde ein sehr ähnliches Verhalten zu den Top Gates auf den eindimensionalen Kanälen. So ist das schnelle Ansteigen des Stromes zu sehen der dann nach wenigen mV abflacht und in einen Sättigungsbereich übergeht. Die Anstiegscharakteristik des Stroms kann vage Auskunft über die Ankopplung des Top Gates an das zweidimensionale Elektronengas geben, andere Einflussgrößen sind durch die genaue Potentiallandschaft der Struktur gegeben, die jedoch meistens, wie auch in diesem Fall, nicht bekannt ist. Ebenfalls ist die komplette Stromunterbrechung – also ein Pinch Off, der jedoch wohl auf der Höhe der Barrieren und nicht wie beim klassischen Pinch Off auf dem Verarmen des 2DEGs beruht – zu sehen und ist für die einzelnen Gates unterschiedlich. Eine Ausnahme bildet das mittlere Gate, das bei einem endlichen Strom durch die Struktur keinerlei Einwirkung zeigt.

Um den Vergleich zu den Messungen in Augsburg zu ermöglichen, sollen im Folgenden die Messungen der Top Gates-Batches präsentiert und besprochen werden. Zu diesem Zweck werden, wie in Abbildung 9.24 Falschfarbenplots für oGate und uGate aus einem Satz Messungen bei deren das Top Gate Schrittweise erhöht wird beim gleichzeitigen Side Gate-Sweep. Die Abbildungen 9.38 und 9.40 zeigen den Batch für das obere bzw. untere Gate.

Die erste zeigt den oGate-Batch für drei ausgesuchte Source-Drain-Spannungen, nämlich 10, 50 und 100  $\mu V$ . Auffällig ist, dass mit steigender Verspannung die Struktur der Stromkurve zunehmend detailsreicher erscheint. So werden Plateaus erst in der Messung für  $V_{SD} = 50\text{ }\mu V$  ausgebildet, die Anzahl der Peaks und der Plateaus steigt an. Dies verwundert zunächst, denn ein höherer Strom sollte die Feinstruktur der Messungen „verwaschen“. Bei genauerer Betrachtung, erkennt man jedoch, dass die Positionen der Peaks für kleinere Source-Drain-Spannung strukturierter verteilt zu sein scheinen, wohingegen die Positionen bei höherer Verspannung nur für wenige Bereiche eine Struktur zeigen und der Großteil der aufgetragenen Peaks und Stufen eher zufällig verteilt zu sein scheint. Ob diese nun ihren Ursprung im steigenden Rauschen haben oder tatsächlich aufgrund der Potentiallandschaft erzeugt wurden lässt sich nicht ohne weitere Messungen entscheiden. Wichtig festzuhalten

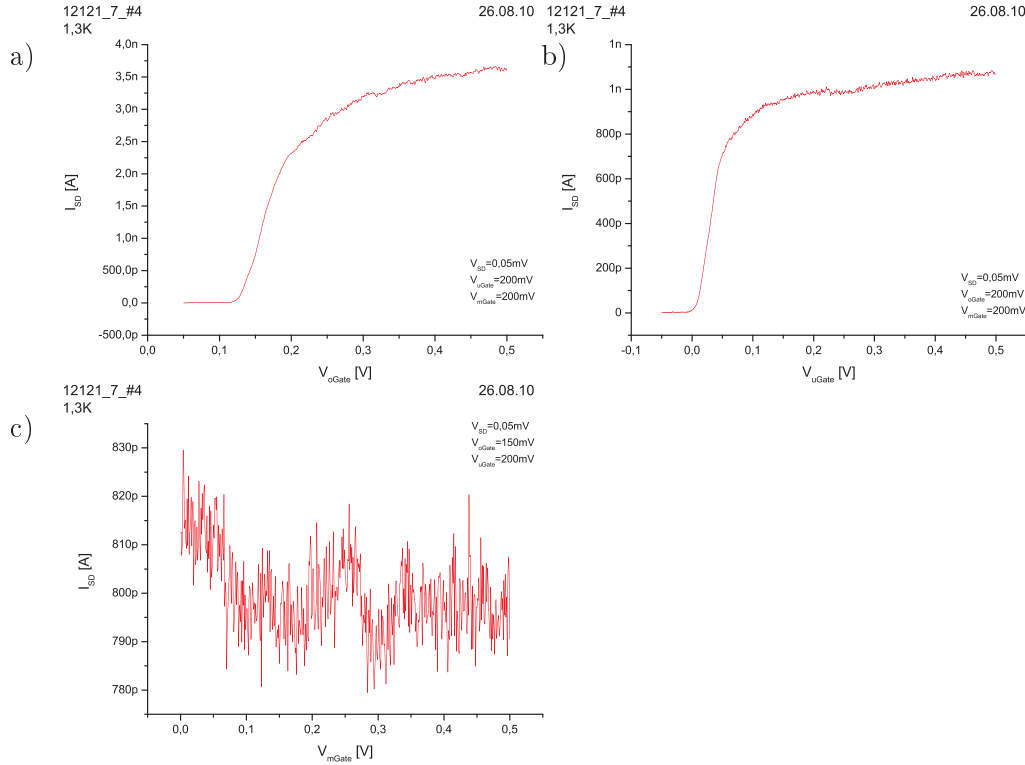


Abbildung 9.37.: Einfluss einzelner Top Gates auf den Strom durch den Quantenpunkt. Während das obere und untere Top Gate (a) und (b) eine Auswirkung zeigt, verändert sich  $I_{SD}$  mit der Spannung auf dem mittleren Gate (c) nicht. Vergleiche auch die analoge Messung an Top Gates auf eindimensionalen Kanälen in Abbildung 9.11.

ist jedoch, dass dieses Verhalten sowie die Entwicklung der Strukturen mit den Messungen in Augsburg, obwohl hier wohl ein zu kleiner Side Gate-Bereich gemessen wurde und der Übergang in das offene Regime anhand des Pinch Off nicht gut zu erkennen ist, sehr gut korreliert. Die Steigungen beider Regime wurden anhand von den ersten Peaks bestimmt, da der Strom aufgrund des oben beschriebenen Leckstrom nie exakt auf Null gefallen ist, sondern stets einen endlichen Wert von einigen hundert pA. Aus der Erfahrung mit 1D-Kanälen ist es jedoch bekannt, dass die Position der Peaks mit dem Pinch Off-Verlauf übereinstimmt. Sie weist jedoch eine starke Schwankung auf, vor allem im offenen Bereich. Die Zusammenstellung der ermittelten Steigungen ist in Tabelle 9.3 dargestellt.

Aufgrund des Ersten Peaks war es in Augsburg nicht möglich, genaue Messungen um den Pinch Off durchzuführen, da dieser die Effekte der Struktur überlagert hat. Zudem war der Peak immer positiv, unabhängig von der Polarität der Source-Drain-Spannung was Symmetriemessungen bezüglich dem Nullpunkt von  $V_{SD}$  unmöglich machte. Dieses Verhalten ist aber interessant, denn eine Asymmetrie des Stroms in Abhängigkeit von der Stromrichtung auf eine starke Asymmetrie des Systems hindeuten würde und so, zusätzlich zu Spektroskopiemessungen, eine Möglichkeit darstellen würde, Symmetrieeigenschaften zu beobachten. Da die Spektroskopiemessungen jedoch das Mittel der Wahl dar-

## 9. Messungen und Ergebnisse

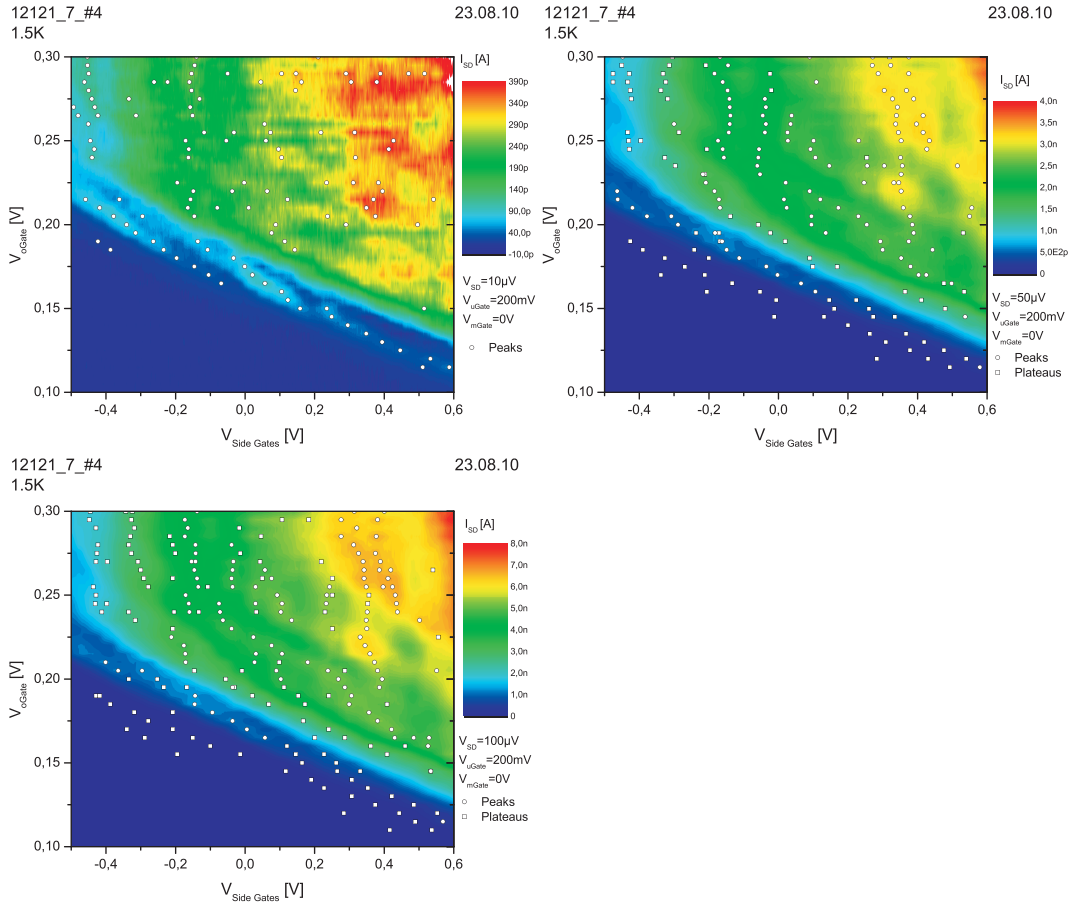


Abbildung 9.38.: Falschfarbenplot des Batch von oberen Top Gate am Quantenpunkt 12121\_7\_#4 für drei verschiedene  $V_{SD} = 10, 50$  und  $100 \mu V$ . Um die Struktur besser aufzulösen wurden die Peaks und Stufen die nach Augenmaß ausgelesen und mit Kreisen bzw. Quadraten markiert. Es war schwierig den eindeutigen Pinch Off zu bestimmen, da ein geringer Leckstrom von einigen pA vorhanden war. Aus diesem Grund wurden die Steigungen beider Regime anhand der Peaks bestimmt, siehe Tabelle 9.3.

stellt – die systemrelevanten Größen wie Energieabstände im Quantenpunkt oder seine Ankopplungskapazitäten können direkt aus dem Coulomb-Diamanten bestimmt werden – wird eine Symmetriemessung hier nur kurz erwähnt. Die Abbildung 9.39 zeigte eine oGate-Batchmessung für positive (links) und negative (rechts)  $V_{SD}$ . Man kann sehr gut die bestehende Symmetrie erkennen: sowohl der Verlauf der Stufen/Peaks, der Übergang von Plateaus zu Peaks um  $V_{oGate} \approx 0,112 V$  sowie der Betrag des Stroms sind identisch. Für zukünftige Untersuchungen wäre es interessant die Symmetrie unter kleinerer Verspannung und stärker asymmetrisch eingestellten Top Gates zu untersuchen.

Die Abbildung 9.40 stellt – analog zu dem oGate-Batch – zwei Messreihen für uGate-Batch mit  $V_{SD} = 10 \mu V$  (linkes Bild) bzw.  $V_{SD} = 0, 50 mV$  für das rechte Bild. Auch hier wurden die Steigungen anhand der ersten Peaks bestimmt und sind in der Tabelle 9.3 zusammengestellt. Auffällig an dieser Messung ist die für kleinere Verspannung – hier fast

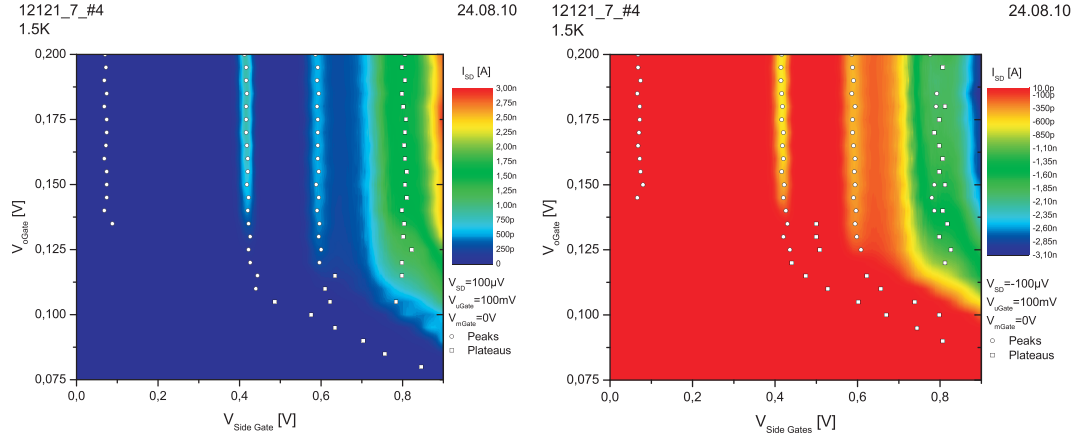


Abbildung 9.39.: Untersuchung der Symmetrie beim oGate-Batch, am Quantenpunkt 12121\_7\_#4. Das System wird links mit  $V_{SD} = 100 \mu V$ , rechts mit negativer Spannung des gleichen Betrags vorgespannt. Die Peaks und Plateaus wurden zusätzlich noch als Kreise und Quadrate eingezeichnet. Man kann sehr gut erkennen, dass beide Messungen sowohl im Betrag des Stroms wie auch im Verlauf der Peaks/Stufen identisch sind, was für einen sehr guten Messaufbau spricht.

Netto-Null – dass die erste (und zum Teil die auch die zweite) Peakreihe im geschlossenen Regime einen Doppelpeak aufweist, der aus einem negativen und positiven Peak besteht. Der interessante Bereich wird im Inset unten gezeigt.

Die Ursache für die Entstehung kann ein Doppelquantenpunkt sein, der zufällig aufgrund der inhomogenen Potentialverteilung im Quantenpunkt entstanden ist oder auch allein durch eine Präsenz des metallischen mGate gebildet wurde, ähnlich der Doppelquantenstruktur aus den Messungen an Ratschensystemen aus Kapitel 8. Auch hier ist die Verspannung mittels  $V_{SD}$  minimal und das kleine Transportfenster würde ein Ratscheneffekt begünstigen. Die treibende Kraft könnte das thermische Rauschen sein oder auch ein durch die Top Gates eingefangenes Hochfrequenzsignal sein. Ähnliche Wirkung wurde auch an einen Quantenpunkt beobachtet, in den ein kHz-Signal über die Source-Drain-Kontakte eingespeist wurde [143]. Die Tatsache, dass dieses Verhalten nur für ein sehr schmales Fenster von  $V_{SideGates}$  zu sehen ist sowie einen extrem scharfer Übergang zwischen dem negativen und positiven Bereich aufweist spricht für eine eher fragile Konfiguration der Potentiale, die nötig sind, um diesen Effekt zu ermöglichen. Aus diesem Grund erscheint die Erklärung mit Hilfe des entstanden Doppelquantenpunktes als die wahrscheinlichere der beiden.

Die Tabelle 9.3 fasst die bei der Untersuchung der Abhängigkeit des Stroms von den Top Gate-Konfigurationen ermittelten Steigungen beider Regime (offen, geschlossen) zusammen. Anders als in der Tabelle 9.2 wurden die Steigungen nicht anhand der Pinch Off-Werte der jeweiligen Batches bestimmt, da ein kleiner Leckstrom im Pinch Off-Bereich eine genaue Bestimmung des Schwellwertes (z. B. 10 pA) unmöglich machten. Deshalb wurden die Werte der ersten Peaks herangenommen, da deren Entwicklung in  $V_{TopGate}$  erfahrungsgemäß dem Pinch Off in guter Näherung entspricht. Im Vergleich zu Probe 12121\_7\_#3 aus der Tabelle 9.2 erscheinen die Werte kleiner: die Steigung für das ge-

## 9. Messungen und Ergebnisse

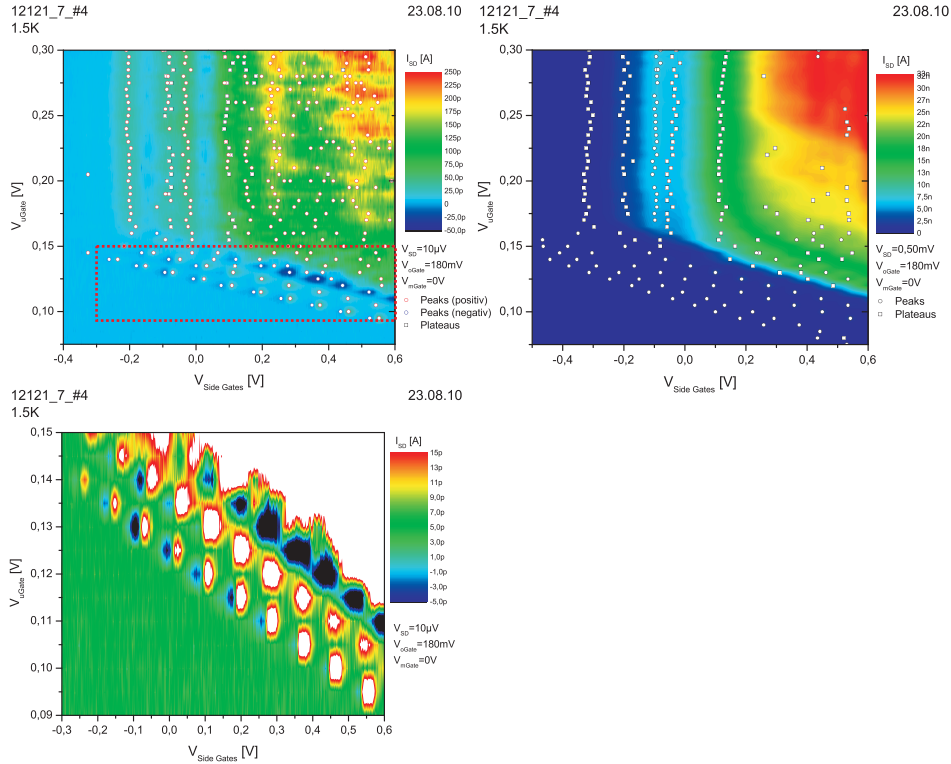


Abbildung 9.40.: Falschfarbenplot des Batch von unteren Top Gate am Quantenpunkt 12121\_7\_#4 für zwei verschiedene  $V_{SD} = 10$  und  $50\ \mu V$ . Um die Struktur besser aufzulösen wurden die Peaks und Stufen die nach Augenmaß ausgelesen und mit Kreisen bzw. Quadraten markiert. Es war schwierig den eindeutigen Pinch Off zu bestimmen, da ein geringer Leckstrom von einigen pA vorhanden war. Aus diesem Grund wurden die Steigungen beider Regime anhand der Peaks bestimmt, siehe Tabelle 9.3. Der Bereich um die auffällige Doppelpeakstruktur in den ersten zwei Peakreihen im geschlossenen Regime, markiert mit rotem Rahmen, wird unten vergrößert dargestellt.

geschlossene Regime um ca. Faktor 2, der für das offene um bis zur einen Größenordnung. Dieser Unterschied in den ermittelten Werten liegt sowohl an den verschiedenen Proben die hier gemessen wurden, auch wenn deren Design und Maße sind gleich sind, wie auch an den Differenzen in der Potentiallandschaft, bewirkt durch den Abkühlprozess. Eine Vergleichsmessung an der Probe 12121\_7\_#4 in Augsburg, bei der beide Top Gates verändert wurden lieferte eine Steigung 0,22 für das geschlossene und 2,4 für das offene Regime – also durchaus in der Größenordnung der Messungen aus der Tabelle 9.3. Für eine genaue Analyse müssten deutlich mehr Messungen für viele Abkühlprozesse durchgeführt werden, was aufgrund der begrenzten Zeit nicht möglich war.



$V_{\text{Gate}}$	$V_{\text{uGate}}$	$V_{\text{SD}}$	geschlossenes Regime	offenes Regime
0,1 bis 0,4 V	200 mV	10 $\mu\text{V}$	$-0,128 \pm 0,002$	$-0,77 \pm 0,52$
0,1 bis 0,4 V	200 mV	50 $\mu\text{V}$	$-0,076 \pm 0,002$	$-1,3 \pm 1,5$
0,1 bis 0,4 V	200 mV	100 $\mu\text{V}$	$-0,079 \pm 0,001$	$-1,6 \pm 1,2$
180 mV	0,05 bis 0,3 V	10 $\mu\text{V}$	$-0,057 \pm 0,002$	$-5,0 \pm 1,0$
180 mV	0,05 bis 0,3 V	0,5 mV	$-0,062 \pm 0,003$	$(2,1 \pm 1,7)$

Tabelle 9.3.: Zusammenfassung der bestimmten Steigungen für offenes und geschlossenes Regime an der Probe 12121\_7\_#4 für einige Wertepaare von  $V_{\text{Gate}}/V_{\text{uGate}}$ . Bemerkenswert ist, dass die Steigung in der letzten Zeile für das offene Regime, entgegen bisherigen Ergebnisse, positiv ist.

### Spektroskopie am Quantenpunkt 12121\_7\_#4.

Die Spektroskopiemessungen an einem Quantenpunkt sind die wichtigsten Werkzeuge, um diesen zu charakterisieren. Wie in 4.2.1 beschrieben, können aus dem Bild eines Coulomb-Diamantes Größen wie die Energieabstände der Niveaus im Quantenpunkt, seine Kapazität oder die Kopplung an die Zuleitungen berechnet werden. Da in Augsburg eine genaue Messung um den Pinch Off bzw. um die beobachteten Peaks nicht möglich war, wurde Spektroskopie zum zentralen Interessenfeld des Messaufenthalts an der PTB in Braunschweig.

Die Probe wurde für die Messungen auf 0,3 K gekühlt um die Quanteneffekte – hier die Coulomb-Blockade – deutlicher beobachten zu können. Die ersten Messungen erfolgten im offenen Regime bei zunächst willkürlich eingestellten Parametern. Die Abbildung 9.41 zeigt diese Messung. Beim Side Gates-Sweep auf der linken Seite der Abbildung sieht man grau unterlegt den spektroskopierten Bereich. Der Verlauf des Stroms zeigt keine besonders ausgeprägten Coulomb-Blockade-Peaks, doch an den Stellen die mit „1“ und „2“ markiert wurden kann man am Falschfarbenplot für die Spektroskopie eindeutige Coulomb-Diamanten erkennen. Da deren Begrenzung recht unscharf ist, kann man eine zusätzliche Struktur, die man am Coulomb-Diamant 1 sieht nicht genauer auflösen. Beide Diamanten sind nach links gekippt, was die Asymmetrie der Ankopplung an Source und Drain beweist, siehe Seite 29. Anhand der Steigungen der Diamantflanken kann man mit Hilfe der Gleichungen 4.6 die charakteristischen Größen berechnen. Diese ergeben sich zu:

#CD	$C_{\Sigma}$	$C_{\text{S}}$	$C_{\text{D}}$	$C_{\text{g}}$	$E_{\text{C}}$	$r$
1	$890 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	$365 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	$523 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	$2,24 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	90 $\mu\text{eV}$	0,16 $\mu\text{m}$
2	$1,53 \cdot 10^{-15} \text{ F}$	$1,32 \cdot 10^{-15} \text{ F}$	$196 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	$8,72 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	52 $\mu\text{eV}$	0,22 $\mu\text{m}$

Tabelle 9.4.: Aus der Abbildung 9.41 bestimmte Kenngrößen des eingestellten Quantenpunktes. Erklärungen:  $C_{\Sigma}$  ist die Gesamtkapazität des Quantenpunktes,  $C_{\text{S}}$ ,  $C_{\text{D}}$ ,  $C_{\text{g}}$  die Kapazität zwischen dem Quantenpunkt und dem Source-, Drain- und Gatekontakt,  $E_{\text{C}}$  der Abstand der Energieniveaus und  $r$  der Radius des Quantenpunktes. Dabei wird von einer radialsymmetrischen Ausdehnung des Quantenpunktes ausgegangen. Weitere Details siehe Text und 4.2.1.

Der Trend der Entwicklung der ermittelten Werte mit  $V_{\text{SideGates}}$  entspricht der theoretischen Erwartung. Mit positiv werdenden Side Gates geht die Verarmung des Quantenpunktes zurück und seine laterale Ausdehnung steigt. Betrachtet man den Quantenpunkt

## 9. Messungen und Ergebnisse

als einen Quantentopf, muss mit dessen Breite (oder hier: Radius) der Abstand der Energieniveaus immer kleiner werden und sich dem Kontinuum annähern. Genau dieses Verhalten kann man hier beobachten. Der Abstand der Niveaus  $E_C$  geht von  $90 \mu\text{eV}$  auf  $52 \mu\text{eV}$  innerhalb von ca.  $0,07 \text{ V}$  zurück. Bei stärker negativen Side Gates sieht man noch einen sehr kleinen Peak der ca.  $0,09 \text{ V}$  entfernt ist. Verläuft die Verarmung linear, wie im Kapitel 4.1 beschrieben, so müsste dessen Niveauabstand in den Bereich weniger  $\mu\text{eV}$  fallen, was deutlich unterhalb der thermischen Energie bei  $0,3 \text{ K}$  ist, die hier  $26 \mu\text{eV}$  beträgt. Daher ist es durchaus möglich, dass der Peak einen Coulomb-Blockade-Peak darstellt, der jedoch aufgrund der Störung durch die thermische Anregung der Elektronen sehr klein ist. Auch das Ansteigen der Gesamtkapazität  $C_\Sigma$  mit der Quantenpunktgröße erscheint schlüssig, da ein größerer Quantenpunkt mehr Elektronen aufnehmen kann.

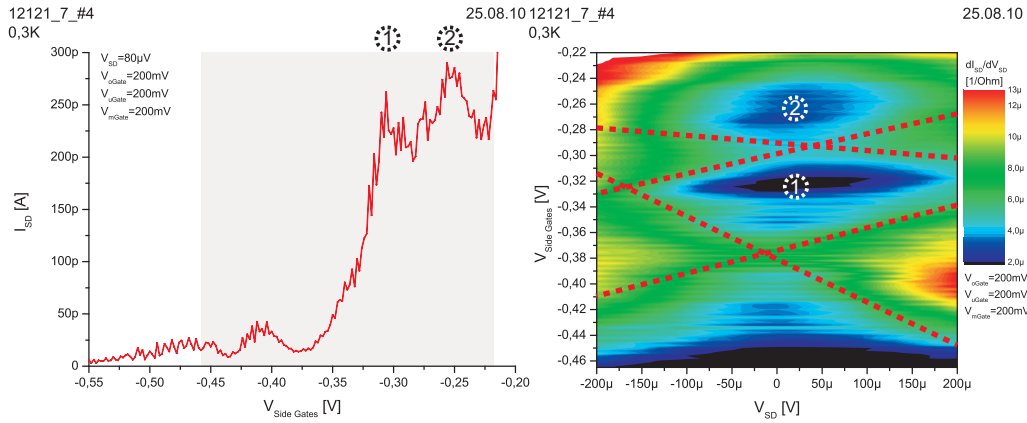


Abbildung 9.41.: Spektroskopie im offenen Regime am Quantenpunkt 12121\_7\_#4. Links ist der Side Gates-Sweep dargestellt, das grau unterlegte Feld der spektroskopierte Bereich. Rechts ist die Spektroskopiemessung. Zu sehen sind zwei Coulombdiamanten, die nummeriert wurden. Details siehe Text.

Das erklärte Ziel der Arbeit war es, ein System zu entwickeln, das flexibel regelbar ist. Während man die genaue Potentiallandschaft, die sich im Abkühlprozess ausbildet kaum steuern kann, sollte es – im bestimmten Rahmen natürlich – möglich sein, mit Hilfe der verfügbaren Parametern wie der Spannung an den Top Gates, den Side Gates und der Source-Drain-Spannung die entstandene Potentiallandschaft derart zu verändern, um eine gewünschte Landschaft einzustellen. Um dies zu zeigen, wurde als nächstes versucht aus dem Zustand, der in Abbildung 9.41 vorgestellt wurde einen Zustand mit sehr gut sichtbarer Coulomb-Blockade einzustellen. Dank der gemachten Erfahrungen, dass scharfe Peaks häufig im asymmetrischen Fall der Top Gates beobachtet wurden, wurde das obere Gate ins offene Regime ( $V_{\text{OGate}} = 225 \text{ mV}$ ) und das untere Gate ins geschlossene Regime ( $V_{\text{UGate}} = 100 \text{ mV}$ ) gesetzt. Nach einer Feinjustierung wurde der Peak in der Abbildung 9.42, links, gemessen. Im Vergleich zu vorhergehenden Messung erscheint nur ein sehr deutlicher, sehr scharfer Peak mit einem viel höheren Source-Drain-Strom als zuvor. Um diesen Peak herum (grau markiert) wurde nun die Spektroskopiemessung aufgenommen, die in der Abbildung 9.42 rechts zu sehen ist. Der resultierende Falschfarbenplot zeigt die Hälfte eines Coulomb-Diamantes mit sehr stark ausgeprägten leitfähigen und nichtleitfähigen Bereichen – und das in einer Deutlichkeit die an theoretische Berechnungen erinnert. Der

Grund, warum nur die Hälfte des Diamantes aufgenommen wurde ist, dass der nachfolgende Peak relativ weit auf der Side-Gate-Skala liegt und die Messung mehr als doppelt so lange dauern würde, was aufgrund der begrenzten Zeit nicht effizient erschien. Aus den aufgenommenen Daten können dennoch die wichtigsten Charakteristika bestimmt werden. Betrachtet man den Coulomb-Diamanten, fällt auf, dass dieser ebenfalls asymmetrisch ist, weil er nach rechts gekippt ist und der untere linke Ast der leitfähigen Bereiche viel höhere Leitfähigkeit aufweist. Das Auftreten der Asymmetrie überrascht nicht, denn die Eintrittsbarrieren wurden explizit asymmetrisch eingestellt.

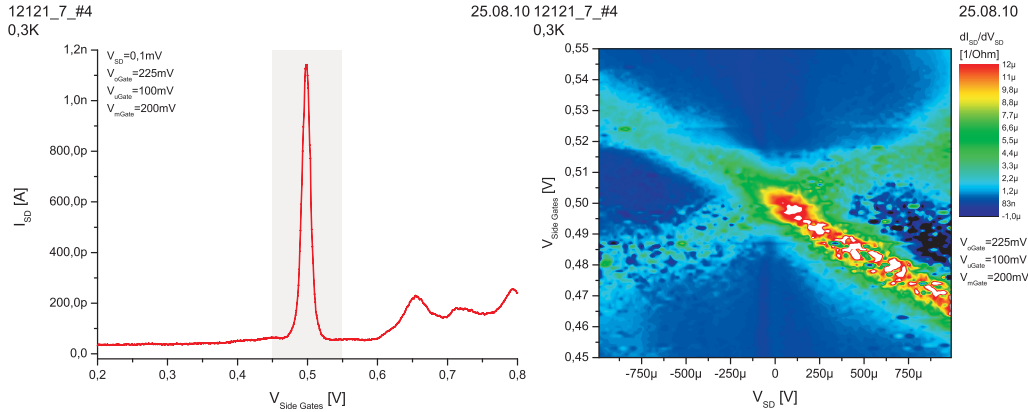


Abbildung 9.42.: Spektroskopie am Quantenpunkt 12121\_7\_#4 bei offenem oGate und geschlossenem uGate. Links ist der Side Gates-Sweep dargestellt, das grau unterlegte Feld der spektroskopierte Bereich. Rechts ist die Spektroskopiemessung. Ein sehr scharfer Übergang von leitfähigem und nichtleitfähigem Bereich ist zu sehen. Details siehe Text.

#CD	$C_{\Sigma}$	$C_S$	$C_D$	$C_g$	$E_C$	$r$
1	$123 \cdot 10^{-18}$ F	$48 \cdot 10^{-18}$ F	$73 \cdot 10^{-18}$ F	$2 \cdot 10^{-18}$ F	0,65 meV	0,08 $\mu$ m

Tabelle 9.5.: Kenngrößen des eingestellten Quantenpunktes die aus der Abbildung 9.42 bestimmt wurden. Da aus Zeitgründen nur die Hälfte des Coulombdiamantes aufgenommen wurde, sind die daraus berechneten Werte mit größerer Ungenauigkeit behaftet. Diese wird auf ca. 30 % abgeschätzt. Erklärungen:  $C_{\Sigma}$  ist die Gesamtkapazität des Quantenpunktes,  $C_S$ ,  $C_D$ ,  $C_g$  die Kapazität zwischen dem Quantenpunkt und dem Source-, Drain- und Gatekontakt,  $E_C$  der Abstand der Energieniveaus und  $r$  der Radius des Quantenpunktes. Dabei wird von einer radialsymmetrischen Ausdehnung des Quantenpunktes ausgegangen.

Für das bequeme Einstellen der Potentiallandschaft in einer Coulomb-Blockade-Domain wäre es wichtig, dass diese nicht nur aus einem, sondern aus mehreren scharfen Peaks besteht. Diese Einstellung wurde gesucht und in einem nicht so stark asymmetrischen Bereich wie in der vorherigen Messung auch gefunden. Die Messung ist in der Abbildung 9.43 zu sehen. Die Parameter betragen hier:  $V_{oGate} = 200$  mV,  $V_{uGate} = 150$  mV bei  $V_{SD} = 0,1$  mV. Zu sehen ist eine Serie von sieben Leitfähigkeitspeaks, die alle in äquidistanten Abständen von ca.  $\Delta V_{SideGates} = 4$  mV liegen und fast alle sehr scharf sind.

Die unterschiedliche Höhe der Peaks wurde in [144] behandelt und wurde der Fluktuation der Kopplung des Wellenfunktion im Quantenpunkt an die Reservoirs zugeordnet. Die Möglichkeit einer Einstellung eines Quantenpunkt-Verhaltens ist sehr wichtig für die Spektroskopiemessungen, denn scharfe Flanken der Peaks hohe differenzielle Leitfähigkeit ergeben. Für die praktische Anwendung ist es ebenfalls wichtig, dass das Quantenpunktregime eines Bauteils stabil über größeren Bereich der Side Gates bleibt. Hier ergibt sich ein großer Vorteil der Proben aus kombinierten geätzten Side Gates und metallischen Top Gates. Während bei Proben mit seitlichen in-plane-Gates mit Veränderung der Spannung auf den Top Gates sich auch die Größe und somit alle charakteristischen Eigenschaften des Quantenpunkts verändern, kann womöglich dieser Veränderung mit Hilfe der Top Gates entgegen gesteuert werden. Die Entwicklung der Kenngrößen soll im weiteren anhand der Spektroskopie untersucht werden. Zu diesem Zweck wurden für der grau unterlegte Bereich des Side Gates-Sweeps Source-Drain-Kennlinien aufgenommen. Das Ergebnis ist auf der rechten Seite der Abbildung 9.43 zu sehen und wird in der Tabelle 9.6 zusammengefasst. Die Coulomb-Diamanten erscheinen zudem noch recht waagrecht, was auf eine geringe Asymmetrie der Ankopplung des Quantenpunktes hindeuten würde. Diese sollte sich dadurch äußern, dass die Drainkapazität ungefähr die Hälfte der Gesamtkapazität ausmacht, siehe Kapitel 9.3. In der Tabelle ergibt sich der Fall für fast alle Coulombdiamanten mit der Ausnahme von Nr. 4, der auf die rechte Seite gekippt ist.

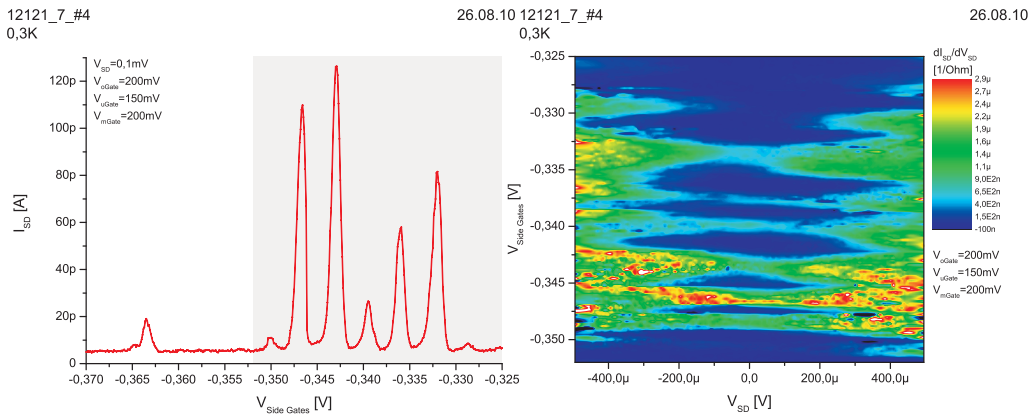


Abbildung 9.43.: Spektroskopie am Quantenpunkt 12121\_7\_#4 im offenen Regime. Durch Feinjustierung an den Top Gates wurde ein Bereich erreicht, in dem sich der erzeugte Quantenpunkt in einem sehr stabilen Zustand befindet. Die gemessenen Leitfähigkeitspeaks sind sehr scharf, was eine hochauflöste Spektroskopie erlaubt. Links ist der Side Gate-Sweep mit grau unterlegten Bereich für die Spektroskopie zu sehen, rechts der Falschfarbenplot der Spektroskopiemessung. Für Details siehe Text.

#CD	$C_{\Sigma}$	$C_S$	$C_D$	$C_g$	$E_C$	$r$
1	$214 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	$46 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	$106 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	$60 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	0,38 meV	0,10 $\mu\text{m}$
2	$563 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	$233 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	$204 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	$125 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	0,14 meV	0,16 $\mu\text{m}$
3	$577 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	$252 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	$272 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	$53 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	0,14 meV	0,16 $\mu\text{m}$
4	$401 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	$65 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	$297 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	$38 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	0,20 meV	0,13 $\mu\text{m}$
5	$302 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	$114 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	$127 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	$61 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	0,27 meV	0,12 $\mu\text{m}$
6	$344 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	$169 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	$115 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	$50 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	0,24 meV	0,13 $\mu\text{m}$
7	$281 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	$125 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	$128 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	$29 \cdot 10^{-18} \text{ F}$	0,29 meV	0,12 $\mu\text{m}$

Tabelle 9.6.: Aus der Abbildung 9.43 bestimmte Kenngrößen des eingestellten Quantenpunktes. Erklärungen:  $C_{\Sigma}$  ist die Gesamtkapazität des Quantenpunktes,  $C_S$ ,  $C_D$ ,  $C_g$  die Kapazität zwischen dem Quantenpunkt und dem Source-, Drain- und Gatekontakt,  $E_C$  der Abstand der Energieniveaus und  $r$  der Radius des Quantenpunktes. Dabei wird von einer radialsymmetrischen Ausdehnung des Quantenpunktes ausgegangen. Da die Flanken der Leitfähigkeitsbereiche nicht scharf sind, wird von einer Ableseungenauigkeit von ca. 20 % ausgegangen. Weitere Details siehe Text und 4.2.1.

Zusammenfassend kann man aus den letzten drei Messungen schlussfolgern, dass das Probendesign im Grunde den gestellten Anforderungen genügt. Mit Hilfe der Top Gates können Quantenpunkte unterschiedlicher Charakteristika eingestellt werden ohne die Probe aufwärmen zu müssen.

#### **Einfluss der akustischen Oberflächenwelle am oberen IDT mit $\lambda = 2,4 \text{ m}$ .**

Zum Schluss sollte noch der Einfluss der akustischen Oberflächenwelle auf den Strom durch die Struktur untersucht werden. Es wurde der obere IDT gebondet, somit lief die Oberflächenwelle bei positiver Source-Drain-Spannung dem Elektronenstrom entgegen. Da der Probenstab nur über eine Hochfrequenzleitung verfügte war es nicht möglich beide IDT zu bonden und so eine Delayline zu verwenden. Außerdem stand der aufwändige Messaufbau für die zeitaufgelöste Messung an der PTB nicht zur Verfügung, so dass nur eine direkte Messung des Stroms durch die Struktur möglich war. Die Erklärung der Messmethode kann auf Seite 75 nachgeschlagen werden.

Die erste Messung sollte die Resonanzfrequenz des IDTs bestimmen. Diese ist in der Abbildung 9.44 zu sehen. Für die Messung wurde die Probe ins geschlossene Regime bei  $V_{\text{Gate,uGate}} = 125 \text{ mV}$  gesetzt und das 2DEG in der Struktur knapp Unterhalb des Pinch Off ( $V_{\text{SideGates}} = 350 \text{ mV}$ ) verarmt. Als Ergebnis sieht man um die theoretische Resonanzfrequenz starke Oszillationen im negativen Strombereich, was wie oben erwähnt mit der SAW-Richtung übereinstimmt. Der eingerahmte Bereich weist die stärksten Oszillationen auf und wird mehrfach genauer gemessen. Diese Messungen werden im Inset gezeigt und man kann aus ihnen die starke Reproduzierbarkeit der Messung entnehmen. Aus der Messung wird die Resonanzfrequenz von 1,2244 GHz bestimmt. Diese weicht um fast 2 % vom theoretischen Wert ab, was alleine durch die Abweichungen bei der Herstellung der IDTs nicht mehr erklärt werden kann. Eine weitere Einflussgröße die für die Abweichung verantwortlich sein kann ist die Temperatur, die die mechanischen Eigenschaften, im Speziellen die Schallgeschwindigkeit, ändert.

Der Quantenpunkt wird wieder in den Zustand der Messung aus der Abbildung 9.43 gesetzt und ein Leistungsbatch bei Resonanzfrequenz aufgenommen. Das Ergebnis wird

12121\_7\_#4  
1.5K

24.08.10

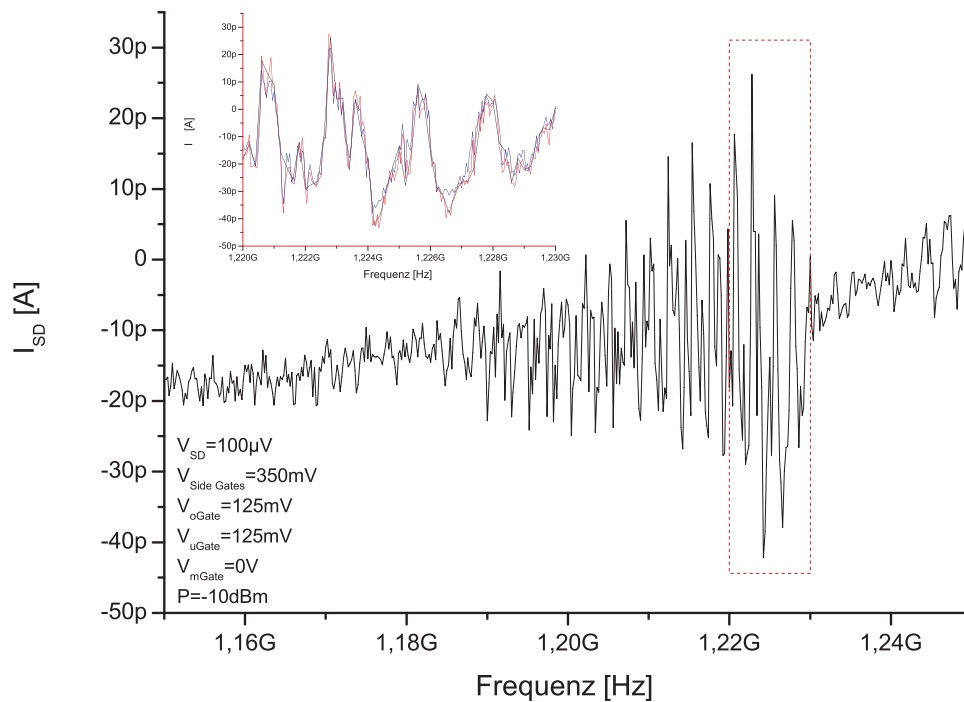


Abbildung 9.44.: Bestimmung der Resonanzfrequenz des oberen IDT mit  $\lambda = 2,4 m$ . Der Inset zeigt mehrere Messungen im Bereich der stärksten Oszillationen um die Reproduzierbarkeit der Messung zu überprüfen. Die Resonanzfrequenz ergibt sich zu 1,2244 GHz. Für weitere Informationen zur Messmethode siehe Seite 75.

in der Abbildung 9.45 präsentiert. Für kleine Leistungen kann man wieder die Peakreihe gut erkennen, mit steigender Leistung jedoch werden die Peaks verbreitert und der Strom steigt an, bis im Bereich von -20 dBm die einzelnen Peaks zu verschmelzen beginnen. Störend ist die Tatsache, dass der akustoelektrische Strom negativ sein sollte und somit die Peaks unterdrücken müsste. In der nachfolgenden Abbildung 9.46 wird die identische Messung durchgeführt jedoch bei einer willkürlich gewählten Frequenz die weit weg von der Resonanzfrequenz liegt, nämlich 1,500 GHz. Auch diese Messung zeigt ein Verhalten wie für die Messung mit Resonanzfrequenz, was den Rückschluss erlaubt, dass der akustoelektrische Strom nicht die – vorwiegende – Ursache für das gemessene Verhalten darstellt. Die Gründe können vielfältig sein, angefangen von Reflexionen der Oberflächenwelle an Proben- oder Strukturkanten, elektrostatische Ankopplung über die Top Gates bis hin zu Effekten am zweidimensionalen Elektronengas. Genauere Ergebnisse die solche Effekte rausfiltern würde eine zeitaufgelöste Messung, wie im Kapitel 7.3.2 beschrieben, erlauben. Die war jedoch aus Zeitgründen und fehlenden Geräten an der Physikalisch Technischen Bundesanstalt nicht möglich.

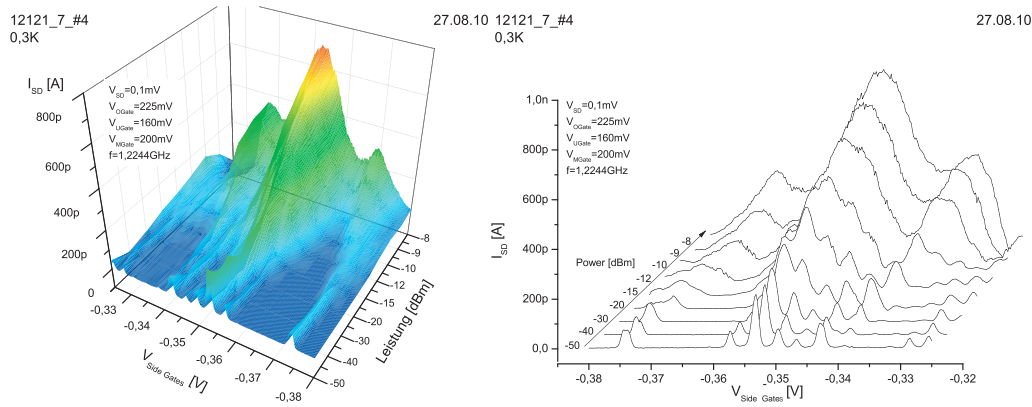


Abbildung 9.45.: Leistungsbatch am oberen IDT mit  $\lambda = 2,4$  m im offenen Regime bei Resonanzfrequenz von 1,2244 GHz. Der Strom steigt mit der Leistung an, die anfänglich scharfen Peaks werden stark verbreitert und verschmelzen schließlich. Nicht konsistent mit der Theorie ist die Richtung des Stromes, die negativ sein sollte.

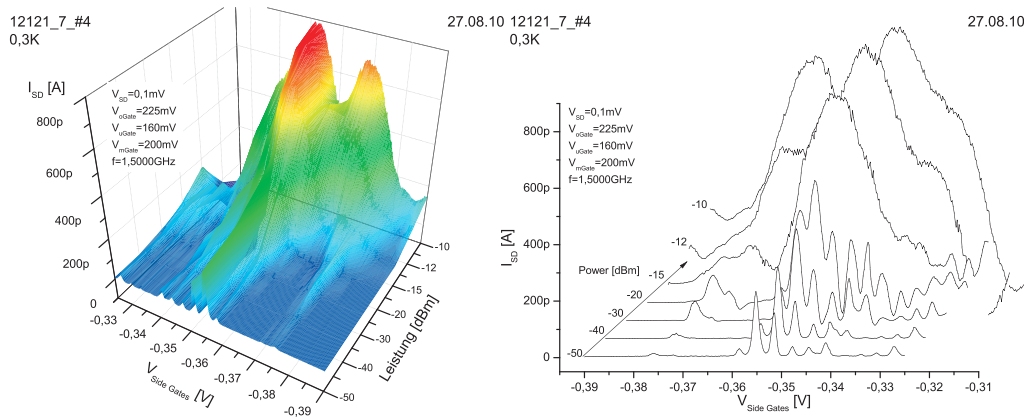


Abbildung 9.46.: Leistungsbatch am oberen IDT mit  $\lambda = 2,4 \mu\text{m}$  im offenen Regime außerhalb Resonanzfrequenz bei 1,2244 GHz die willkürlich gewählt wurde. Das Verhalten des Stromes sieht dem aus der Abbildung 9.45 sehr ähnlich.

#### 9.3.4. Testdesign für ein Quantenpunktsystem ohne Top Gates (Quantenpunkt HB\_1\_III)

Die Messungen der akustoelektrischen Effekte nur anhand des Source-Drain-Stromes haben sich bei den vorhergehenden Proben als schwierig bis unmöglich herausgestellt. Ein Grund für das starke Übersprechen des Stromes können Effekte sein, die durch das hohe elektromagnetische Feld an den interdigitalen Transducern entstehen. Dieses Feld und das die Oberflächenwelle begleitende Feld können an den Top Gates, die wie eine HF-Antenne wirken, zusätzliche Spannungen induzieren und so die Potentiallandschaft unkontrolliert verändern. Der gemessene Strom kann daher sehr stark durch die Kopplung der metallischen Top Gates an die Felder gestört werden. Daher ist die Idee aufgekommen, die Top Gates durch in-plane-Gates am Ein- und Ausgang der Struktur zu ersetzen.

Ein erster Versuch einer Probe mit solchem Design ist in Abbildung 9.47 zu sehen. Die Struktur musste gegenüber der bisherigen Quantenpunkt-Strukturen wie 12121\_7\_#3 oder 12121\_7\_#4 leicht vergrößert werde, da die Auflösung des nass-chemischen Ätzverfahrens hier an seine Grenze stößt. Feinere Strukturen würden alternative Ätzverfahren wie reaktives Ionenätzen bieten, die jedoch weitaus kostspieliger durch teure Apparaturen ist. Die Struktur besteht aus einem Kanal, der in der Mitte leicht verbreitet ist und Abmessungen von  $1,3 \times 0,7 \mu\text{m}$  aufweist. Seitlich des Kanals liegen die in-plane-Gates: die Side Gates zur Steuerung der Breite des Kanals sowie die oberen und unteren Barrierengates – oGate und uGate. Diese liegen bei nachfolgenden Versuchen jeweils paarweise, also oGates und uGates zusammen, auf gleichem Potential. Die spitze Form der Barrierengates soll zum einen eine punktuelle Wirkung am Ein- und Ausgang bewirken. Zum andern wird an Spitzen von Elektroden das elektrische Feld sehr stark erhöht was man als elektrische Spitzenwirkung bezeichnet. Somit sollte sich die Wirkung der Barrierengates hauptsächlich in deren unmittelbaren Umgebung entfalten und der mittleren Teil der Struktur sollte nur durch die Side Gates gesteuert werden. Jenseits der Mesa, jeweils auf der Source- und Drain-Seite befindet sich ein interdigitaler Schallwandler mit einer Periodizität von  $\lambda = 1,5 \text{ m}$  mit der theoretischen Resonanzfrequenz von 1,92 GHz.

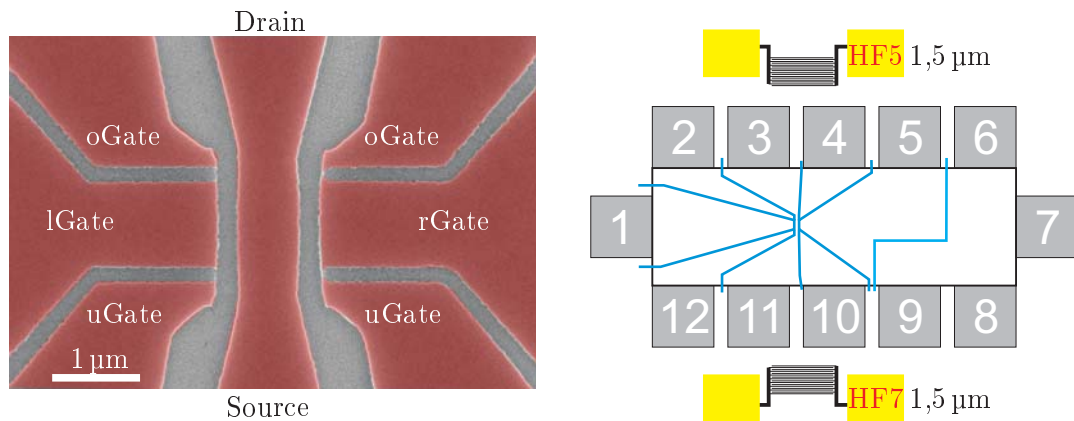


Abbildung 9.47.: Quantenpunkt auf der Probe HB\_1\_III. Die Bereiche die das zweidimensionale Elektronengas enthalten sind rot gefärbt und die Ätzgräben wurden grau belassen. Die Struktur hat eine Ausdehnung von  $1,3 \times 0,7 \mu\text{m}$ . Die Rolle der Top Gates übernehmen oben und unten durch Ätzen definierte Spitzen im 2DEG die sich auf beiden Seiten des Kanals befinden und immer auf gleichem Potential liegen. Desweiteren, sowohl auf der Source- wie auch Drain-Seite befindet sich ein interdigitaler Schallwandler mit einer Periodizität von  $1,5 \mu\text{m}$ .

Nachdem die Probe gekühlt wurde erfolgten standardmäßig Dichtigkeitstests, hier jedoch mit einem besonderen Augenmerk auf die elektrische Trennung zwischen den in-plane-Gates, da die diese nur durch ca. 160 nm breite Ätzgräben getrennt sind was ungefähr nur die Hälfte der Breite der bisherigen Ätzgräben ausmacht. Es stellte sich heraus, dass die bisherige maximale Spannungsdifferenz von ca. 1 V auch hier erreicht wird, wobei die Spannung kein einziges Mal bis zum Durchbruch erhöht wurde und somit die Durchbruchspannung nicht ermittelt wurde. Da jedoch hier anscheinend die Durchbruchspannung höher ist als beim Probendesign mit Top Gates, erscheint es plausibel, den



Substrat-Metall-Übergang als den limitierenden Faktor zu sehen. Das wurde auch indirekt durch die Erhöhung der Durchbruchspannung durch Minimieren der Kontaktfläche und Verlagern der Top Gates in die Ätzgräben bestätigt.

Die ersten Test erfolgen bei offener Struktur, d. h. beide Barrierengates wurden auf Null Volt gelegt und mit den Side Gates ein endlicher Strom von einigen nA eingestellt wurde, hier  $V_{\text{SideGates}} = -1,42 \text{ V}$ . Danach wurde eines der Barrierengates verändert während das andere weiterhin auf der virtuellen Masse (0 V) bleibt. Das Ergebnis für beide Barrierengates ist in Abbildung 9.48 dargestellt.

Der Verlauf des Stromes ähnelt sehr den Versuchen an vorherigen Proben, insbesondere der 1D-Kanäle mit Top Gates, wie sie z. B. in der Abbildung 9.11 gezeigt wurden. Der Strom lässt sich mit beiden Barrieren-Gates ausschalten (Pinch Off) und zwar innerhalb weniger mV (oGate) oder weniger Hundert mV (uGate). Die unterschiedlich weiten Bereiche sprechen für nicht identische Ankopplung des Feldes der einzelnen Gates an die Struktur. Die Ursache kann in Fabrikationsunterschieden der Gates – das untere Gate ist wenig breiter als das obere – oder durch Hintergrundladungen, die sich an den Ätzkanten festgesetzt haben, liegen. Auch der Pinch Off-Punkt ist für beide Gates nicht identisch und um ca. 0,25 V verschoben. Solches Verhalten wurde auch in den oben erwähnten Messungen mit metallischen Top Gates beobachtet, vgl. 9.2.1 oder 9.3.3. Eine ebenfalls auffällige Gemeinsamkeit der Messungen ist das „Schalter“-Verhalten des Stromes: nach dem Einschalten (Pinch Off) bleibt der Strom in einem gewissen Bereich fast konstant. Dadurch konnten mit Hilfe der in-plane-gates alle Eigenschaften der Top Gates nachgeahmt werden und erscheinen als akzeptabler und was die Herstellung und Handhabung betrifft, weniger aufwändiger Ersatz zu den metallischen Top Gates zu sein. Die Beeinflussung der Potentiallandschaft, also das Mapping, soll jetzt für beide Gates auszugsweise für drei ausgewählte Spannungen untersucht werden.

Die Abbildung 9.49 zeigt drei Messungen mit  $V_{\text{oGate}}$ -Sweep für drei unterschiedliche  $V_{\text{uGates}}$ . Diese Auswahl soll sicherstellen, dass die eventuell auftretenden Regimes (offen und geschlossen) gemessen werden. Links der Falschfarbenplots wurden die Pinch Off-Punkte herausgegriffen und gefittet. Wenn man die Entwicklung des Stromes innerhalb der drei dargestellten Messungen betrachtet, stellt man einige interessante Eigenschaften fest. So ist für das geschlossene Regime, also stark negative uGate-Spannung, der leitfähige Bereich im Plot recht schmal und beschreibt keinen abrupten Übergang zwischen dem offenen und geschlossenen Regime. Die Fitfunktion für den Übergangsbereich folgt hier einem Polynom 3ten Grades und endet in der bekannten linearen Abhängigkeit. Eine mögliche Erklärung ergibt sich aus dem Schalterverhalten der Gates. Durch die, eingestellt mittels stark negativen uGate, hohe Barriere am Eintrittsende der Struktur, ist der Strom in der Aus-Stellung und wird dadurch begrenzt. Mit steigender Spannung am oGate wird die begrenzende Barriere wohl durch das – wie man aus der Abbildung erkennen kann – stark positive Feld überlagert und niedriger/schmäler gemacht, wodurch der Strom über den Pinch Off ansteigen kann; er bleibt jedoch mit ca. 1 nA weiterhin vergleichsweise niedrig. Die Messung zeigt außerdem nur wenige Peaks was die obige Überlegung unterstützt, da starke Felder ausgehend von den Gates die Ausbildung eines Quantenpunktes oder eines 1D-Kanals unterdrücken sollte. Gegen dieses Modell spricht, dass nach dem ersten Peak der Strom wieder Null wird, was besser in der Abbildung 9.50 aufgrund breiterer Messbereiche zu sehen ist. Der Überlegung nach, müsste die Barriere für ausreichend hohe positive Spannungen am oGate/Side Gates vollständig unterdrückt werden und der Strom ungehindert fließen können, was jedoch nicht der Fall war. Die Überlagerung der Felder ist daher

wahrscheinlich ein komplexer Prozess der sowohl von der Entfernung zu den Gates (auch der Side Gates), der Ankopplung der Gates an das zweidimensionale Elektronengas, der Form der Barriere und anderen Faktoren abhängt. Daher ist es verblüffend, dass dieses Zusammenspiel hier mittels eines Polynoms sehr gut gefittet werden kann. Außerhalb des Übergangsbereiches verhält sich Pinch Off in gewohnter Weise linear. Die Steigungen sowie die Koeffizienten des Polynoms für den Übergangsbereichs wurden in die Abbildung eingetragen, eine Zusammenfassung ist in der Tabelle 9.7 zu sehen.

Mit der Erhöhung der Spannung am uGate wird der Übergangsbereich schmaler und abrupter, wie aus den zuvor besprochenen Messungen an Quantenpunkten mit metallischen Top Gates bekannt. Der Pinch Off wird in beiden Regimes linear angefittet. Hier ergibt sich jedoch für das geschlossene Regime ein Unterschied zu Top Gates, da die Steigung zwar die Größenordnung des Betrages beibehält jedoch positiv wird. Dieses Verhalten kann ebenfalls nicht ohne Weiteres erklärt werden. Für Teilbilder (b) und (c) erhöht sich auch die Anzahl detektierter Strompeaks signifikant von denen die ersten eine analoge Entwicklung zu Pinch Off durchmachen. Für positivere  $V_{\text{SideGates}}$  scheinen die Peaks weniger geordnet und zunehmend zufällig zu entstehen. Auch diese Beobachtung korreliert mit den vorherigen Proben und die Ursache für dieses Verhalten liegt in der zunehmenden Größe der Struktur und dadurch ansteigendem Rauschen (vgl. 9.1.1).

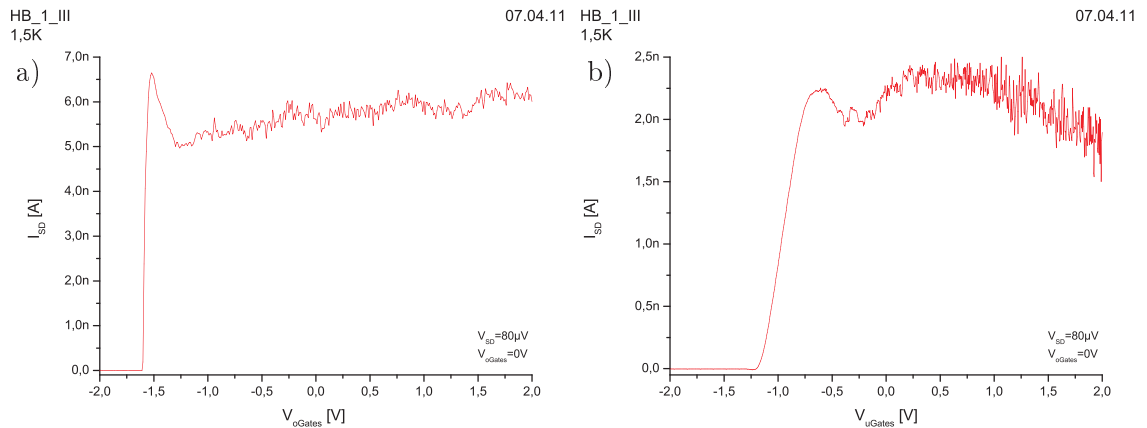


Abbildung 9.48.: Einfluss der Barrieren-Gates auf den Strom durch HB\_1\_III. In a) wurden die oberen Gates (oGate) verändert, in (b) die unteren (uGate). Die Struktur wurde zuvor in einen leitenden Zustand präpariert. Beide Gates steuern den  $I_{SD}$ -Strom in sehr ähnlicher Weise wie die metallischen Top Gates in 9.11.

Die analoge Untersuchung für das untere in-plane-Gate (uGate) ist in Abbildung 9.50 dargestellt. Da der Messbereich für das geschlossene Regime ( $V_{oGates} = -1,3$  V) weiter gewählt wurde, kann auch das Verhalten des Pinch Offs nach dem ersten Peak untersucht werden. es stellt sich heraus, dass dieser ebenfalls mit einem Polynom 3ten Grades weitgehend gut beschrieben werden kann. Vergleicht man die einzelnen Koeffizienten für beide Gates und gleiche Spannungen des anderen Gates, so stellt man fest, dass diese nur für den Fall von  $2,0$  V sehr ähnlich<sup>2</sup> oder fast identisch sind und mit negativer werdendem festgehaltenem Gate diese zunehmend von einander divergieren. Das erscheint einleuchtend, denn

<sup>2</sup>der Vergleich für das offene Regime erfolgte per Augenmaß

für den Fall der positiven Gates sind die durch in-plane-Gates entstandenen Barrieren sehr niedrig und stellen kaum eine Barriere da, die den Transmissionskoeffizienten beeinflusst. Zudem muss positiv angemerkt werden, dass sich in diesem Fall beide Gates, oGate und uGate, ähnlich verhalten was auch für eine ähnliche Kopplung der Felder spricht, denn in diesem Falle das andere Gate nicht beiträgt. Die großen Unterschiede für den stark negativen Fall -1,3 V lassen sich durch die komplizierte Superposition der einzelnen Barrieren (oGate, uGate, Side Gates und Störpotentiale) innerhalb der Struktur erklären.

$V_{oGate}$ [V]	$V_{uGate}$ [V]	$A$ [V]	$B$ [1]	$C$ [1/V]	$D$ [1/V <sup>2</sup> ]
offen	-1,3	$-1,292 \pm 0,001$	$-0,234 \pm 0,008$		
Übergang	-1,3	$-1,293 \pm 0,001$	$-0,125 \pm 0,003$	$-0,052 \pm 0,003$	$-0,0064 \pm 0,0007$
geschlossen	-1,3	$-1,410 \pm 0,003$	$-0,010 \pm 0,001$		
offen	0,0	$-73 \pm 18$	$-47 \pm 11$		
geschlossen	0,0	$-1,301 \pm 0,003$	$0,107 \pm 0,006$		
offen	2,0	NA	NA		
geschlossen	2,0	$-1,246 \pm 0,003$	$0,081 \pm 0,005$		
-1,3	offen	$-3,01 \pm 0,09$	$-2,8 \pm 0,1$		
-1,3	Übergang	$0,520 \pm 0,006$	$-1,23 \pm 0,02$	$0,55 \pm 0,03$	$-0,100 \pm 0,008$
0,0	offen	$-16,6 \pm 0,3$	$-11,3 \pm 0,2$		
0,0	Übergang	$-1,36 \pm 0,01$	$0,22 \pm 0,07$	$-0,03 \pm 0,10$	$-0,28 \pm 0,04$
2,0	offen	$-84 \pm 20$	$-57 \pm 13$		
2,0	geschlossen	$1,326 \pm 0,002$	$0,077 \pm 0,004$		

Tabelle 9.7.: Zusammenfassung der Fitparameter der Pinch Off-Punkte bei Batches der in-plane-Gates aus Abbildungen 9.49 und 9.50. Die Grundfunktion ist ein Polynom des dritten Grades  $y = A + B \times x + C \times x^2 + D \times x^3$ . Das Fehlen einzelner Parameter  $C$  und  $D$  kennzeichnet lineares Verhalten des Pinch Offs. NA bedeutet, dass eine sinnvolle Anfitzung nicht möglich war.

### Einfluss der akustischen Oberflächenwelle auf das Quantenpunktsystem ohne Top Gates (Quantenpunkt HB\_1\_III)

Die Frequenzbestimmung an beiden IDT verlief leider enttäuschend. Keine der Messmethoden (akustoelektrischer Strom, zeitaufgelöste Messung, Netzwerkanalysator) lieferte bei tiefen Temperaturen eine ausgezeichnete Frequenz. Die exemplarische Messung des akustoelektrischen Stromes um die theoretische Resonanzfrequenz von 1,92 GHz zeigt die Abbildung 9.51. Eine optische Überprüfung der Probe nach dem Ausbauen aus dem Probenstab ergab keine Beschädigungen der IDTs.

### Zusammenfassung der Messungen am Quantenpunktsystem ohne Top Gates (Quantenpunkt HB\_1\_III)

Die Untersuchungen haben ergeben, dass die im zweidimensionalen Elektronengas geätzten Barrierengates ein ähnliches Verhalten zeigen wie die aufwendigeren metallischen Top Gates über Ein- bzw. Austritt der Nanostruktur. Aufgrund der Vorgabe des naßchemischen Ätzens sind diese Strukturen leider größer als die vorher untersuchten wodurch es

deutlich schwieriger ist quantenmechanische Effekte auszumachen. Eine Optimierung der Lithografie, die Gräben deutlich unterhalb 100 nm ermöglicht sowie Einsatz von Trockenätzen kann auch die Ausmaße der Struktur in den Bereich der kombinierten Systeme (Ätzen und Top Gates) heranführen. Diese Möglichkeit stand leider nicht zur Verfügung und war auch nicht Teil dieser Arbeit, sodass der Ansatz nicht weiter verfolgt wurde. Inwieweit sich solche Strukturen zur Einstellung gewünschten Potentiallandschaften eignen muss genauer untersucht werden, am besten bei tieferen Temperaturen, z. B. 0,3 K oder kälter, da dadurch die laterale Ausdehnung der Struktur kompensiert werden kann. Die hier vorgestellten Messungen dienen nur als *proof of concept* des Probendesigns und sollen ein Ausblick auf die zukünftigen Messungen darstellen.

Leider war es nicht möglich den interessantesten Aspekt des Probendesigns zu untersuchen: die Minimierung der störenden Effekte die an den metallischen Top Gates entstehen können und ihre Ursache im Oberflächenwelle begleitenden Feld haben.

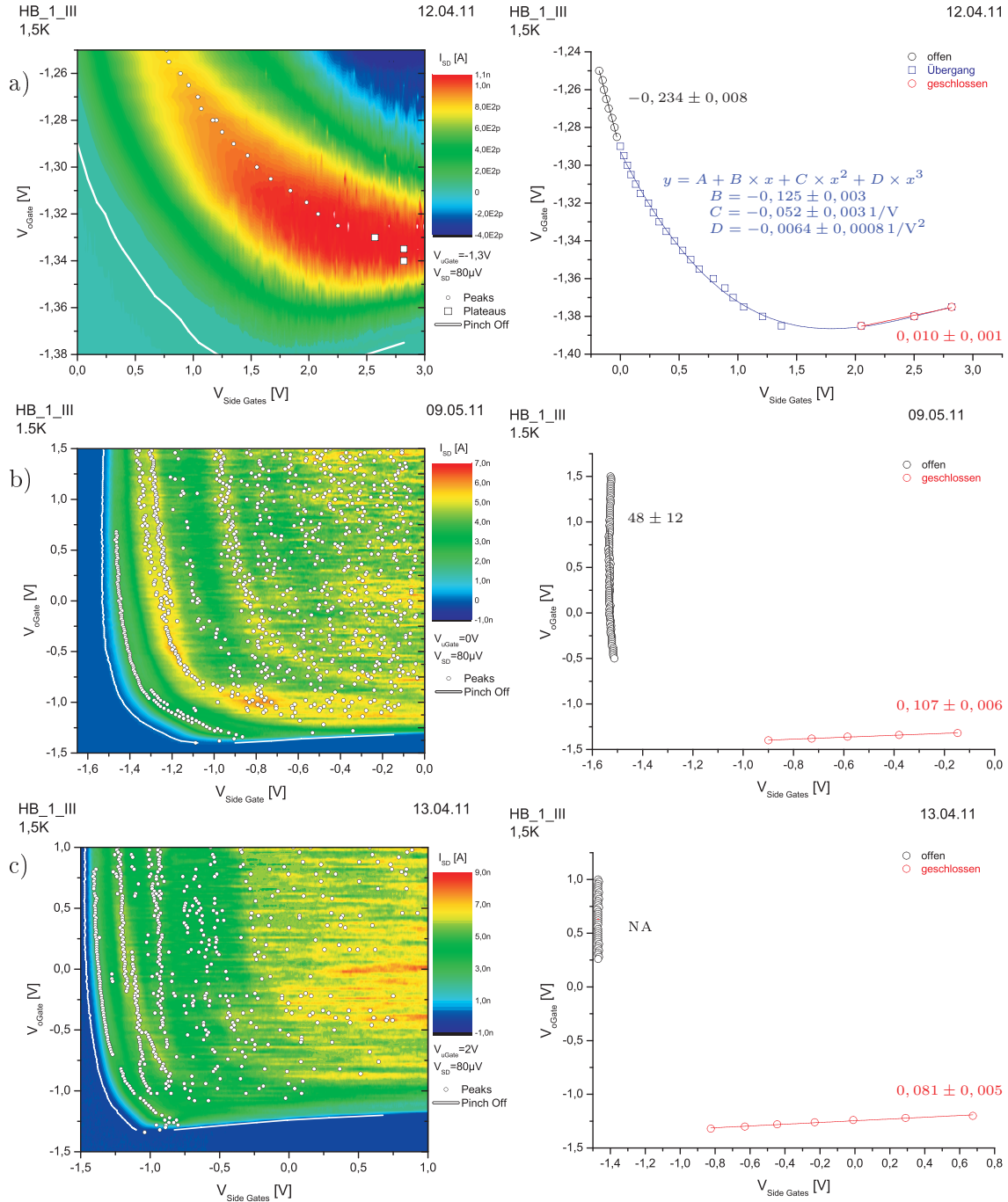


Abbildung 9.49.: oGate-Batch am Quantenpunkt HB\_1\_III für drei unterschiedliche  $V_{uGates}$ : a) -1,3 V, (b) 0,0 V und c) 2,0 V. Die Peaks wurden nach Augenmaß ermittelt und in die Falschfarbenplots eingezeichnet. Der Pinch Off wurde als erster Messpunkt über 10 pA festgelegt. Rechts der Falschfarbenplots sind die angefitzten Pinch Off-Punkte für das offene und geschlossene Regime, bei a) auch für den Übergangsbereich, dargestellt. Die angefitzten Funktionen sind linear, ausgenommen beim Übergangsbereich der sich mit einem Polynom 3ten Grades darstellen lässt. Die ermittelten Koeffizienten wurden ebenfalls eingetragen. Details s. Text.

## 9. Messungen und Ergebnisse

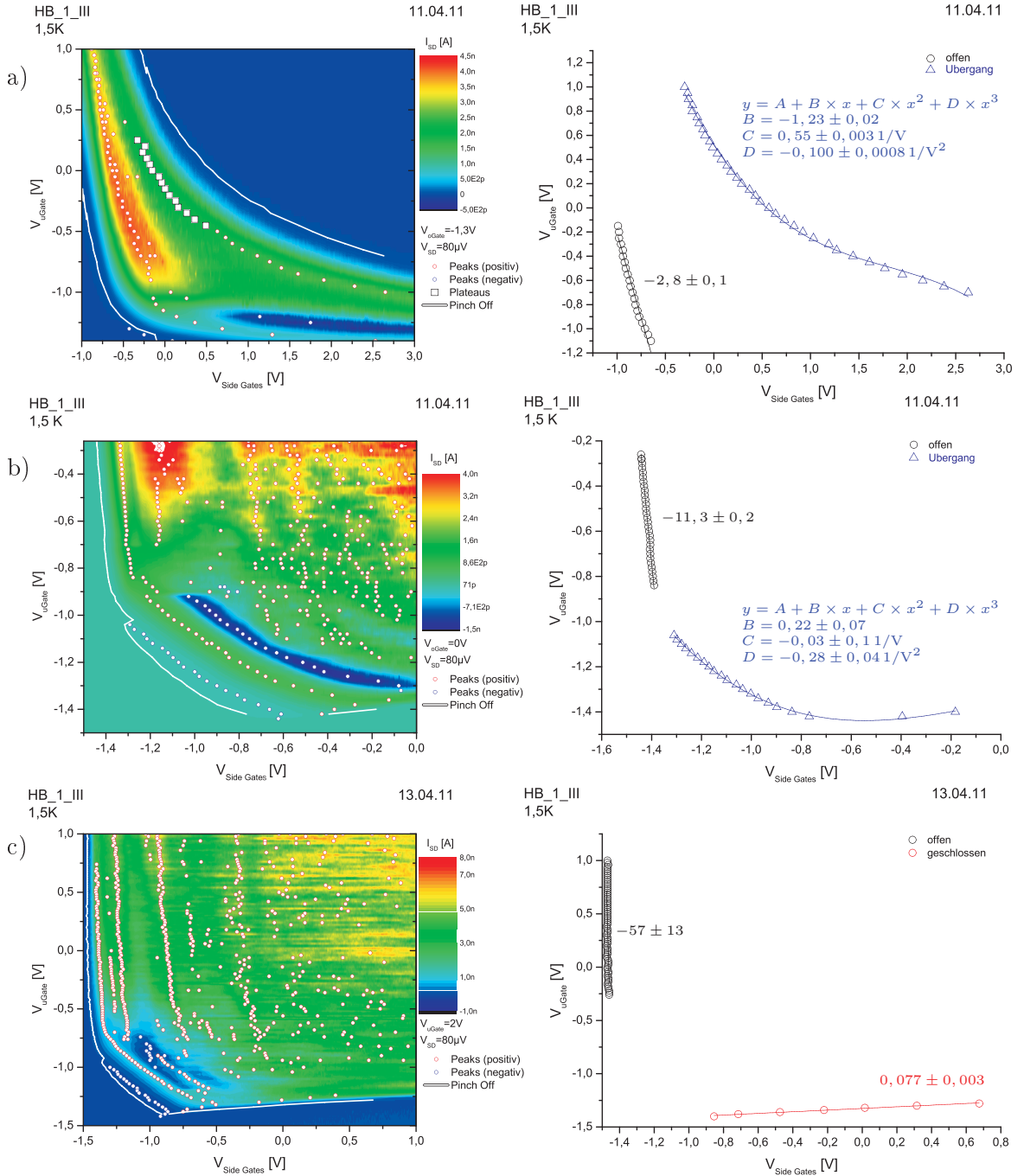


Abbildung 9.50.: uGate-Batch am Quantenpunkt HB\_1\_III für drei unterschiedliche  $V_{uGates}$ : a)  $-1.3$  V, b)  $0.0$  V und c)  $2.0$  V. Die Peaks wurden nach Augenmaß ermittelt und in die Falschfarbenplots eingezeichnet. Der Pinch Off wurde als erster Messpunkt über  $10$  pA festgelegt. Rechts der Falschfarbenplots sind die angefitteten Pinch Off-Punkte für das offene und geschlossene Regime, bei a) und b) auch für den Übergangsbereich, dargestellt. Die angefittete Funktionen sind linear, ausgenommen beim Übergangsbereich die sich durch einen Polynom 3ten Grades darstellen lassen. Die ermittelten Koeffizienten wurden ebenfalls eingetragen. Details s. Text.

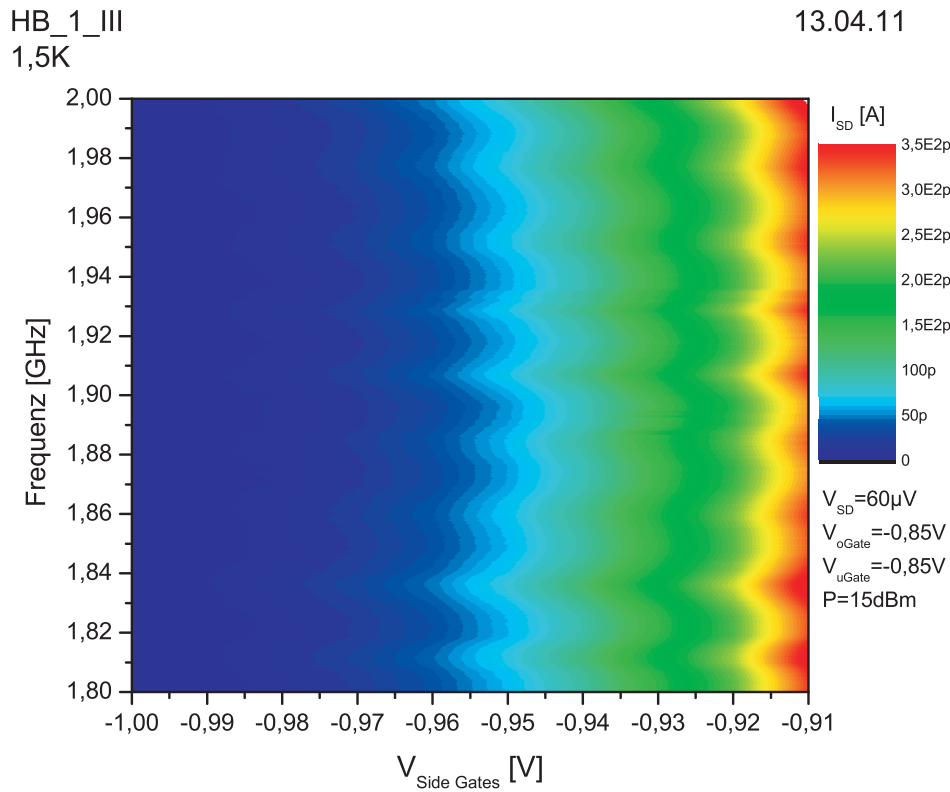


Abbildung 9.51.: Falschfarbenplot des Frequenzgangs des unteren IDT mit  $\lambda = 1,5\text{ m}$  um dessen theoretische Resonanzfrequenz von  $1,92\text{ GHz}$ . Das Bild zeigt, dass keine der Frequenzen innerhalb des Spektrums ausgeprägte Intensität aufweist. Das lässt den Schluss zu, dass der interdigitale Schallwandler im gekühlten Zustand nicht funktioniert. Analoge Messung für den oberen IDT zeigt das identische Resultat.





## 10. Zusammenfassung und Ausblick

Die Zielsetzung der Arbeit kann man in zwei Abschnitte unterteilen: die Herstellung und die Untersuchung von komplexen niederdimensionalen Systemen. Die Grundidee für das Probedesign ergab sich aus einem zufällig entstandenen asymmetrischen Doppelquantenpunkt, an dem Ratscheneffekte beobachtet wurden. Dieser sollte künstlich erstellt werden und folgende Eigenschaften wurden als Voraussetzung für das neue System gesetzt:

1. hohe Flexibilität bezüglich der Ankopplung an die Reservoirs
2. veränderbare Energiekonfiguration der Quantenpunkte
3. die Struktur soll innerhalb einer Delayline aus zwei identischen interdigitalen Schallwandlern liegen
4. ausgeprägte Robustheit der Struktur gegenüber äußeren Einflüssen (thermisch, mechanisch, elektrisch)
5. möglichst einfache und kostengünstige Herstellung

Die Ankopplung (Punkt 1) sollte mit Hilfe von metallischen Top Gates erreicht werden, die sowohl auf die Verbindungsstellen zwischen den Zuleitungen und den Quantenpunkten, wie auch über dem Quantenpunkt, angebracht werden. Das Letztere soll die Ausbildung eines Doppelquantenpunktes ermöglichen sowie die Kopplung der beiden steuern. Die Konfiguration der Energieniveaus (Punkt 2) der Quantenpunkte wird über deren laterale Ausdehnung eingestellt und mittels, neben der Struktur befindlichen, Side Gates erreicht. Die beiden erwähnten Eigenschaften sind nötig um das System theoretisch in nahezu jeden beliebigen Zustand zu definieren, u. a. auch um die Symmetrie des Systems gezielt zu verändern. Mit der so erreichten Asymmetrie sollen Ratscheneffekte mit Hilfe der Oberflächenwellen untersucht werden. Diese entstehen durch Anlegen eines hochfrequenten Signals an einen der interdigitalen Schallwandler und breiten sich entlang des Schallpfads aus (Punkt 3). Die Delayline hilft bei der Messung der Resonanzfrequenz der IDTs und ermöglicht die Erzeugung der Oberflächenwellen an beiden Seiten des Doppelquantenpunktes. Die im Punkt Vier geforderte Robustheit soll durch die Einprägung der Struktur mit Hilfe des nass-chemischen Ätzens erreicht werden. Dadurch ist die Struktur auf eine bestimmte Größe und Form festgelegt und stark belastbar. Die einfache Prozessierung, die nur wenige Arbeitsschritte erfordert, also auch das Zurückgreifen auf Standardlithografie, zielt auf die mögliche Verwendung im Rahmen der industriellen Fertigung ab.

Bei der Untersuchung der so hergestellten Proben sollte der Fokus vor allem auf den Einfluss der Top Gates auf den Elektronentransport durch die Struktur gelegt werden. Ein wesentliches Ziel war es, das System in einen asymmetrischen Zustand zu versetzen um die initiiierende Messungen an Ratschensystemen zu wiederholen.

Um die oben aufgeführten Ziele zu erreichen war es wichtig, die bisher verwendete Herstellungsprozesse zu optimieren. Bessere Ergebnisse versprach der Einsatz des so genannten shallow etching-Verfahrens bei dem die geätzte Struktur definiert wird, indem man die  $\delta$ -Dotierung entfernt, was die Ausbildung des zweidimensionalen Elektronengases lokal verhindert. Die Methode führt zu einem streuärmeren Transport des Elektrons durch die Struktur, sowie einer besseren chemischen Beständigkeit der Probe. Ein weiteres wichtiges Element des Probendesigns war das Aufbringen von dünnen metallischen Gates über der Struktur, mit möglichst kleiner lateralen Breite, um eine punktuelle Wirkung zu erzielen. Dank Kontrollmessungen am AFM konnte ein Prozess entwickelt werden, der beide Anforderungen reproduzierbar erfüllte: nass-chemisches Ätzen mit einer Genauigkeit von wenigen nm sowie leitfähige Top Gates mit einer Breite von ca. 200 nm.

Als eine große Herausforderung hat sich die Positionierung der Top Gates auf und innerhalb der geätzten Struktur herausgestellt. Die geforderte Präzision lag im Bereich einiger zehn Nanometer, was die Genauigkeit einer bewegten Stage des Elektronenschreibers überschreitet. Das in der vorliegenden Arbeit entwickelte Verfahren erreicht eine weitaus bessere Genauigkeit, wie man bei der Probe 12121\_7\_#4 in der Abbildung 9.28 oder bei den reparierten interdigitalen Schallwandlern in Abbildung 6.13 sehen kann. Die für dieses Positionierungsverfahren verwendete Marker unterstützen ebenfalls das Aufbringen der interdigitalen Schallwandler entsprechend der Vorgaben für das Probendesign. Diese sollen nah an die Mesa positioniert werden und die untersuchte Struktur muss innerhalb des Schallpfads liegen.

Ziel der Arbeit war ein flexibles System, das dank der Kombination der in-plane-Gates und Top Gates ein frei einstellbares System erlauben sollte. Die durchgeführten Messungen zeigen, dass das hier entwickelte Probenkonzept diesen Anforderungen genügt. Die Charakterisierung der Einstellparameter der Proben (Mapping) zeigte einen weiten Bereich, das mit Hilfe der Top Gates abgedeckt werden kann. Dabei ist es relativ einfach zwischen zwei Regimen (geschlossen, offen) zu schalten, die jeweils einem 0- und 1-dimensionalen System entsprechen. Im 0D-Regime ist es ebenfalls möglich die Ausprägung der Leitfähigkeitspeaks im Coulomb-Blockade-Bereich zu steuern, was eine bessere Auflösung bei Spektroskopiemessungen ermöglicht. Ebenfalls wichtig ist die Fähigkeit, die Ankopplung des Quantenpunktes an die einzelnen Zuleitungen (Source, Drain) beeinflussen zu können. Eine unterschiedlich starke Ankopplung führt wiederum zu asymmetrischen Quantenpunkten. Damit erlaubt das hier prozessierte System, eine bequeme Untersuchung von niederdimensionalen Systemen, da dessen Eigenschaften gezielt eingestellt werden können. Obwohl diese Komponenten für sich alleine sehr gut funktionierten, gelang es leider nicht alle, vor allem die Top Gates und die interdigitalen Schallwandler, auf einer funktionierenden Probe zu vereinen um die Untersuchungen an Ratschen durchzuführen. Hier war das anvisierte Ziel dieses sehr komplexen Systems für die zur Verfügung stehende Zeit und Ausrüstung zu hoch gesteckt.

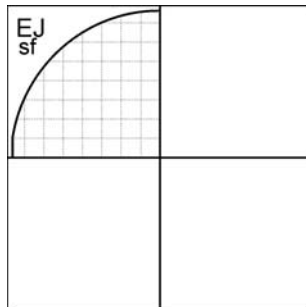
Die in dieser Dissertation beschriebenen Ergebnisse zeigen, dass das hier vorgestellte System theoretisch eine sehr bequeme Einstellung elektrischer Eigenschaften von künstlich hergestellten Quantenpunkten erlaubt. Dennoch ist eine Weiterentwicklung nötig. Die oben beschriebene und bereits optimierte Probenherstellung erfüllt die Erwartungen in allen Punkten, dennoch gibt es noch Raum für weitere Verbesserung. Mit anderen, aufwändigeren Ätzmethode, wie z. B. Ionenätzen, kann die Größe der untersuchten Strukturen um schätzungsweise eine Größenordnung verkleinert werden. Auch die Breite der Top Gates

kann ebenfalls reduziert werden. Dafür sind jedoch teure Geräte und präzisere Lacke für die Elektronenstrahlolithografie nötig.

Das weitere Vorgehen wäre, das System bei noch tieferen Temperaturen zeitaufgelöst zu untersuchen und ein vollständiges Mapping der erreichbaren Parameter zu erstellen. Auch das Zusammenspiel beider Regime mit der akustischen Oberflächenwelle ist von großem Interesse, da hier die Ratscheneffekte erzeugt werden können. Zudem erscheint es aussichtsreich, die Quantenpunkte mittels SAW durch einzelne Elektronen zu laden bzw. entladen. Ein solches System könnte benutzt werden um das Verhalten eines Qbits zu studieren, bei dem die Ladung zwischen beiden Quantenpunkten und der Umgebung überlagert bzw. ausgetauscht werden kann. Damit wäre der Grundbaustein für einen Quantencomputer realisiert. Eine Skalierung auf mehrere, parallel arbeitende Quantenbits ist ebenfalls denkbar, was ein Studium einer einfachen Architektur eines Quantencomputers ermöglichen würde.



## A. Herstellungsprotokoll des Wafers



Sample: **12121**  
Material: GaAs  
Orientation: (100)  
Wafer: WV/13450/Un/25  
Rotation: 4  
Pressure (Torr): 0.0  
Date: 08.10.2004  
File: 12121.txt

		300K	77K	4.2K	1K
dark	u [cm <sup>2</sup> /Vs]	7858		516952	
	n [cm <sup>-2</sup> ]	-5.26 × 10 <sup>11</sup>		-3.95 × 10 <sup>11</sup>	
illum	u [cm <sup>2</sup> /Vs]	8035		1019310	
	n [cm <sup>-2</sup> ]	-5.83 × 10 <sup>11</sup>		-8.05 × 10 <sup>11</sup>	

[illegible]



## B. Schemata der Optimierung der Ohmschen Kontakte

Die hier vorgestellten Daten wurden im Rahmen der Bachelorarbeit von Oskar Klier [123] gemessen. Zur Motivation, der Durchführung der Arbeit sowie der Auswertung soll hier auf das Kapitel 6.6.1 verwiesen werden. Die nachfolgenden Seiten enthalten eine grafische Zusammenstellung der Messungen die räumlich auf den Proben aufgelöst wurden. Zum besseren Verständnis sei die Abbildung 6.10 hier nochmal aufgeführt.

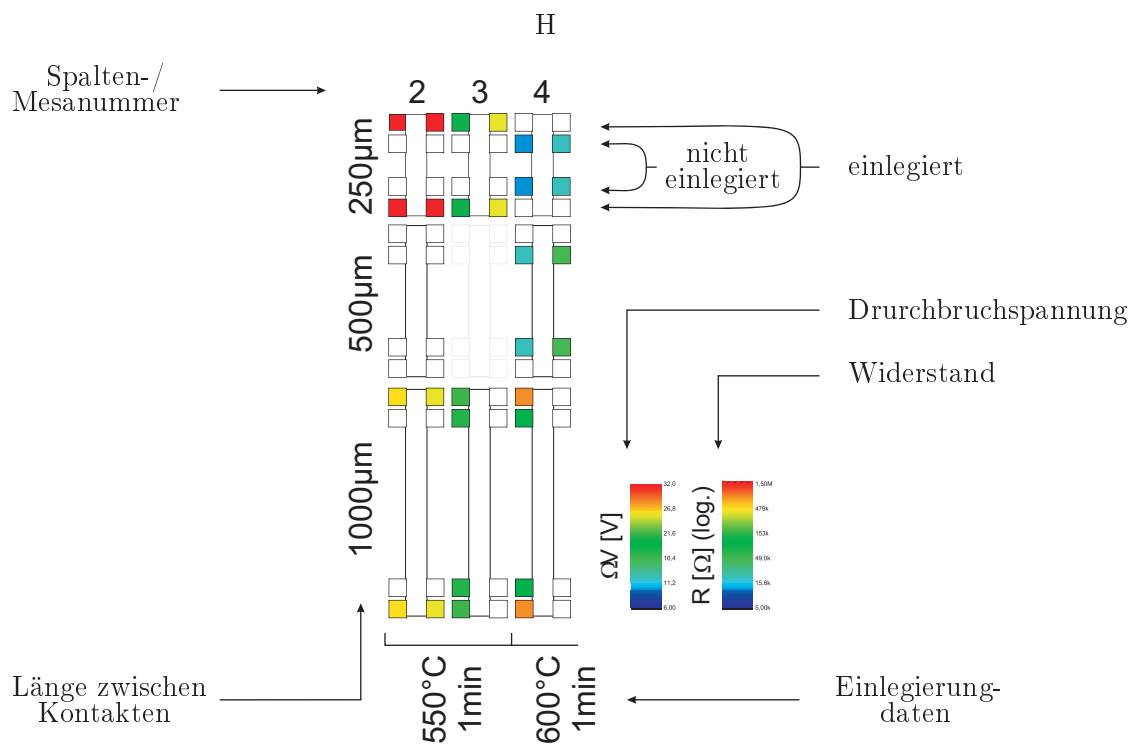


Abbildung B.1.: Ausschnitt aus einer Übersicht für eine Probe zur Optimierung der Herstellungsparameter von Ohmschen Kontakten, hier Probe 7g\_3. Die äußeren Kontakte zeigen Widerstand für einlegierte Kontakte, die inneren die nötige Durchbruchspannungen vor dem Einlegieren. Die Farbskala zeigt entsprechenden Wertverlauf, weiße Felder bedeuten, dass eine Messung nicht das erwartete Verhalten zeigte und graue Mesae wurden nicht gemessen da sie beim Prozess unbrauchbar oder gar zerstört wurden.

## *B. Schemata der Optimierung der Ohmschen Kontakte*

Die Proben werden in der folgenden Reihenfolge vorgestellt:

- l3g\_1, Seite: 167
- l3g\_2, Seite: 168
- l5g\_1, Seite: 169
- l5g\_2, Seite: 170
- l7g\_1, Seite: 171
- l7g\_2, Seite: 172
- l7g\_3, Seite: 173



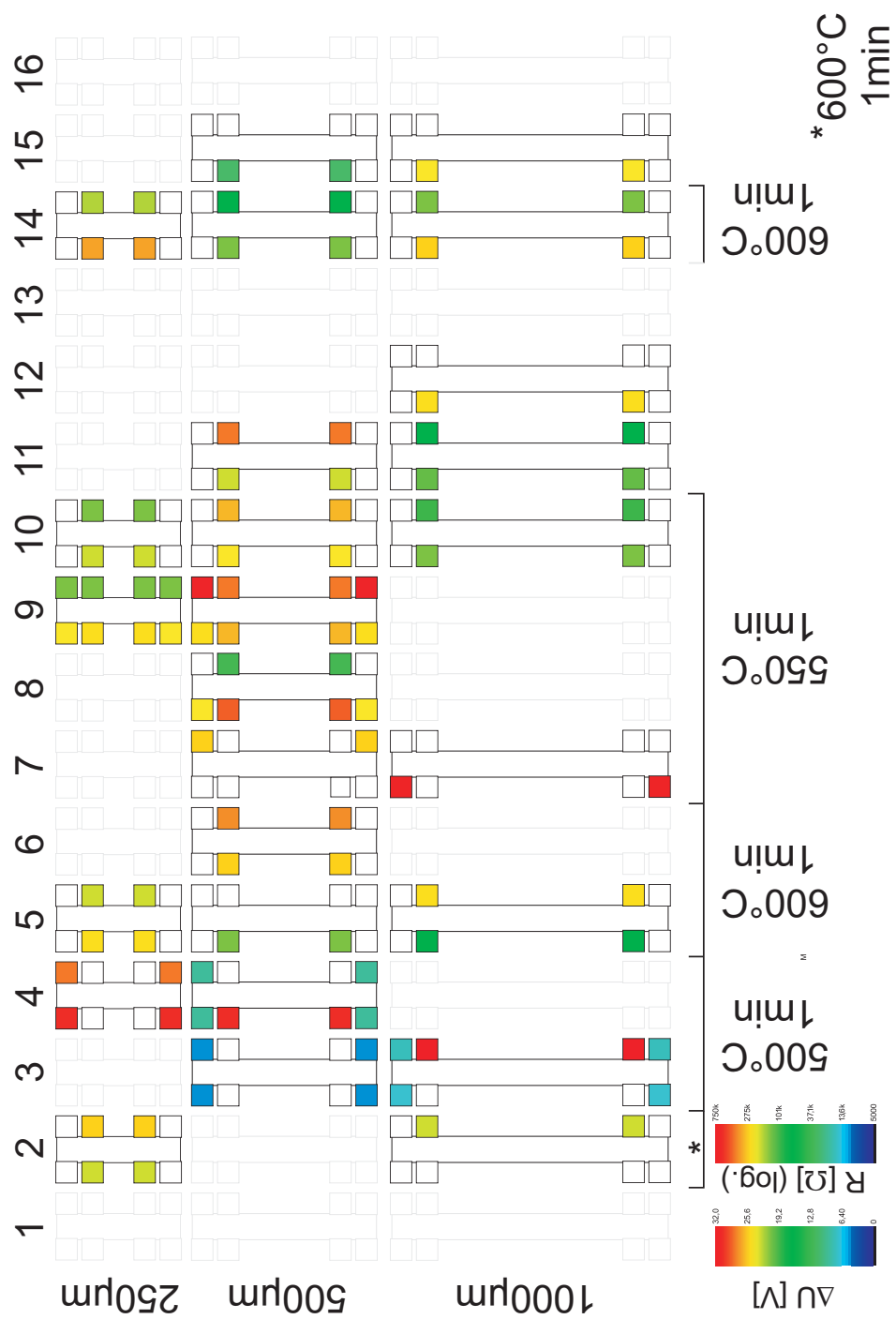


Abbildung B.2.: l3g\_1

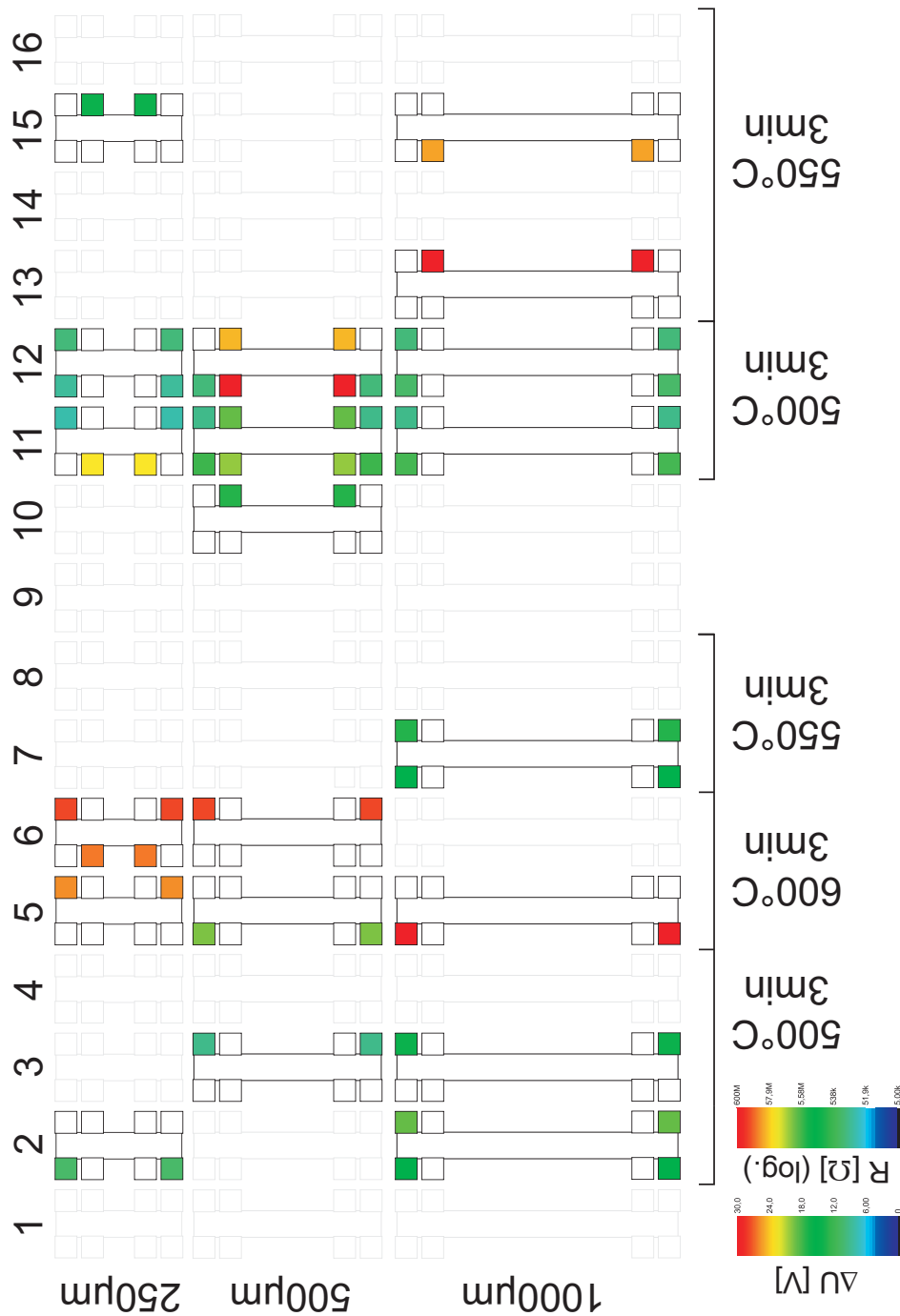


Abbildung B.3.: l3g\_2

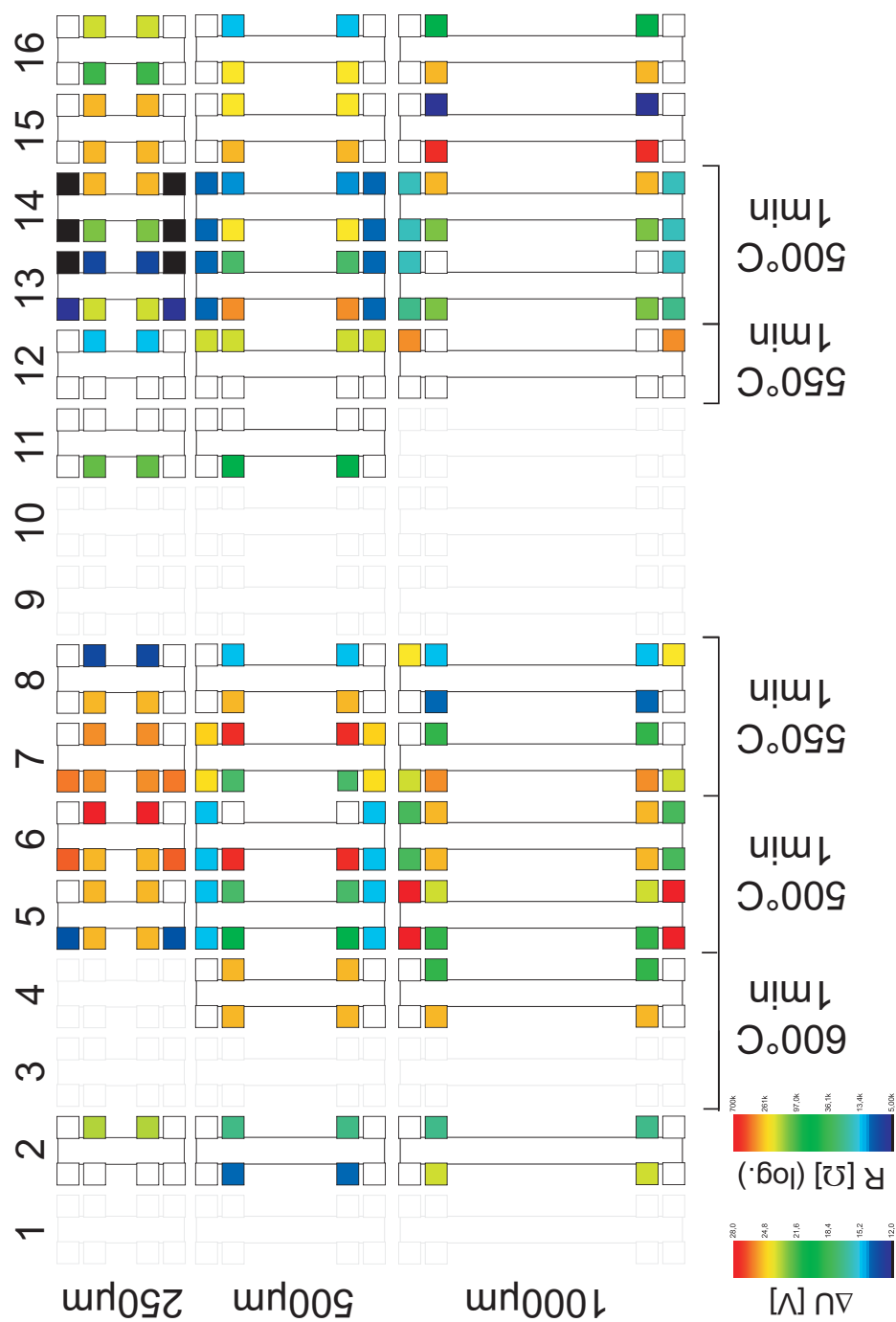


Abbildung B.4.: l5g\_1

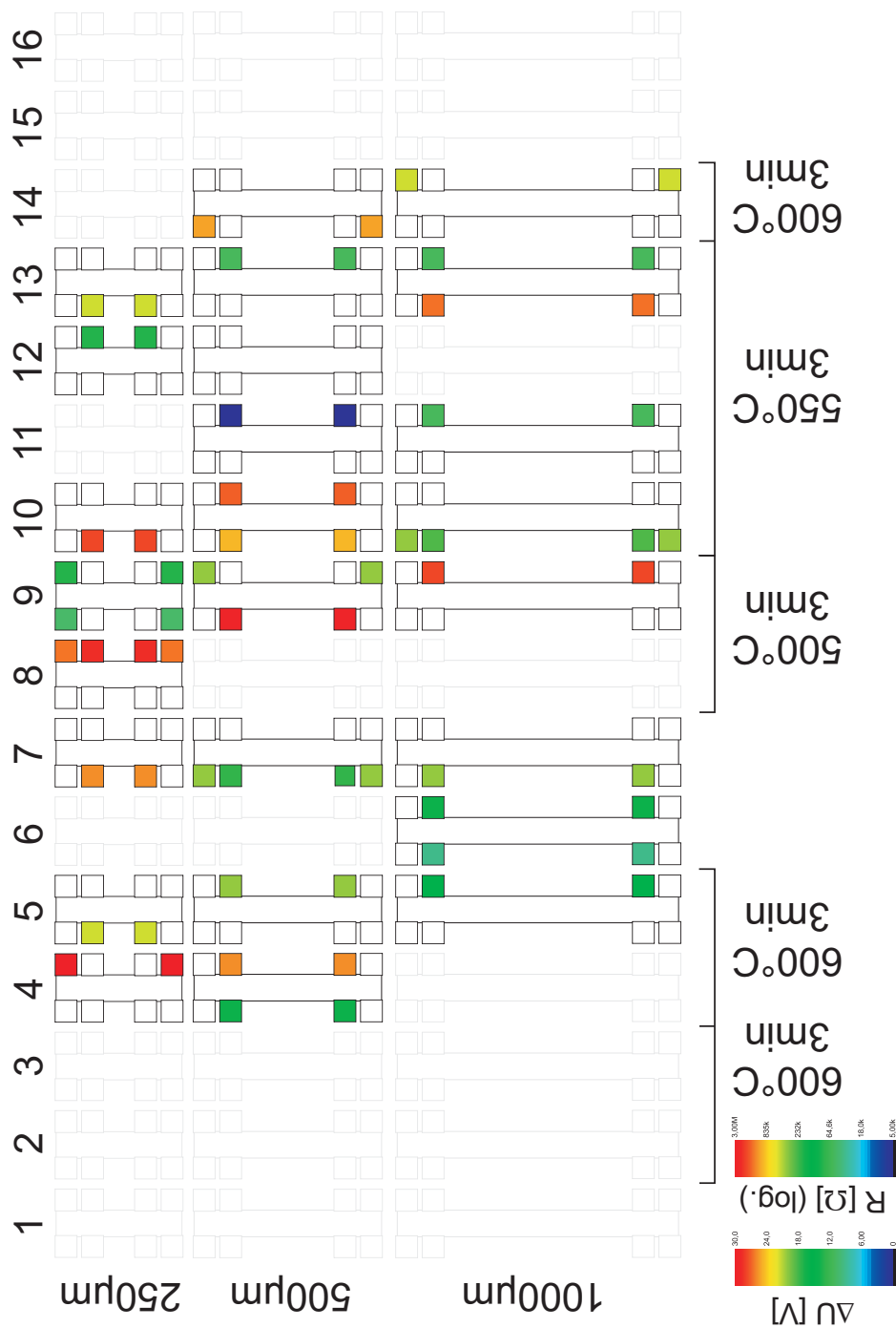


Abbildung B.5.: l5g\_2

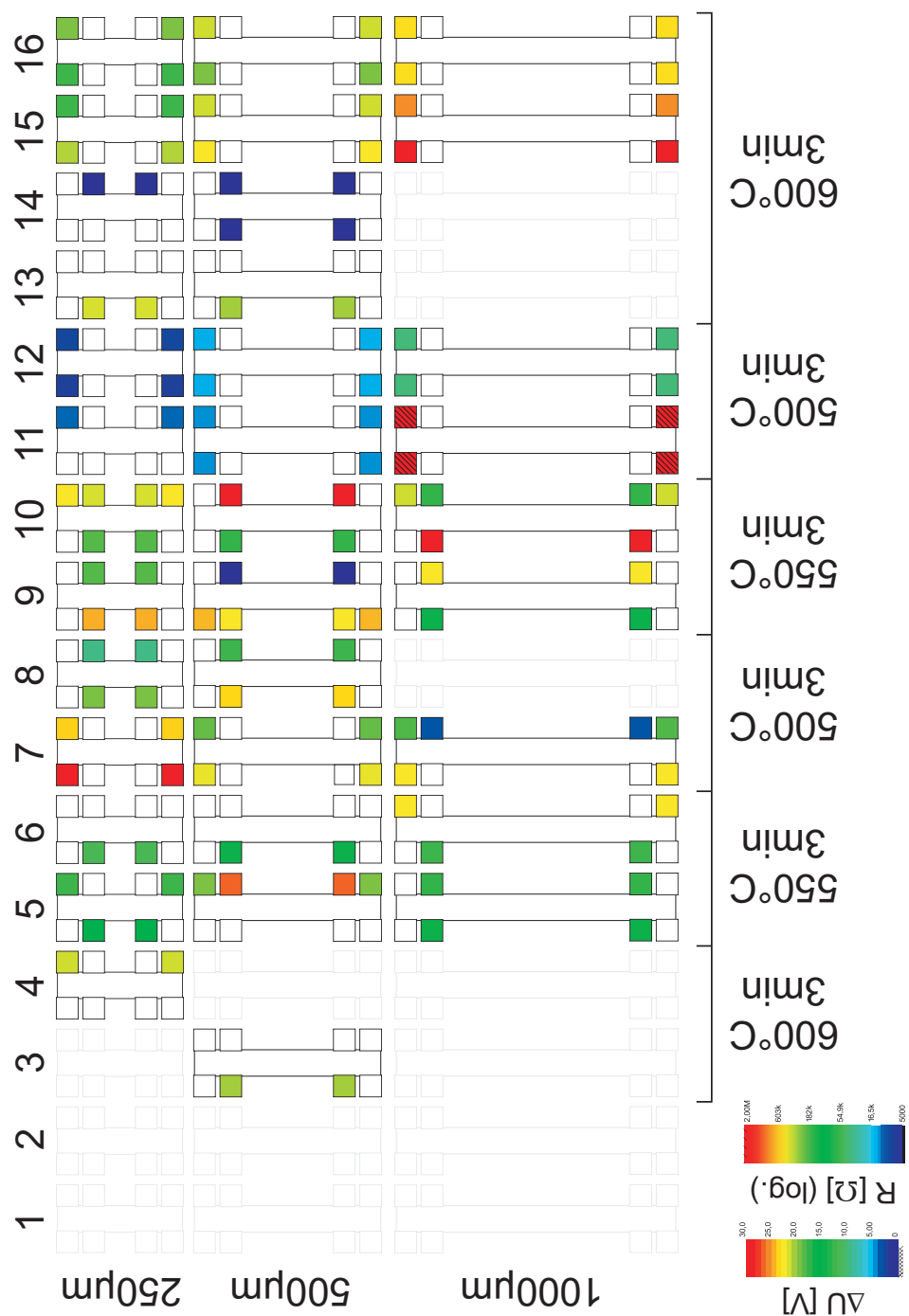


Abbildung B.6.: I7g\_1

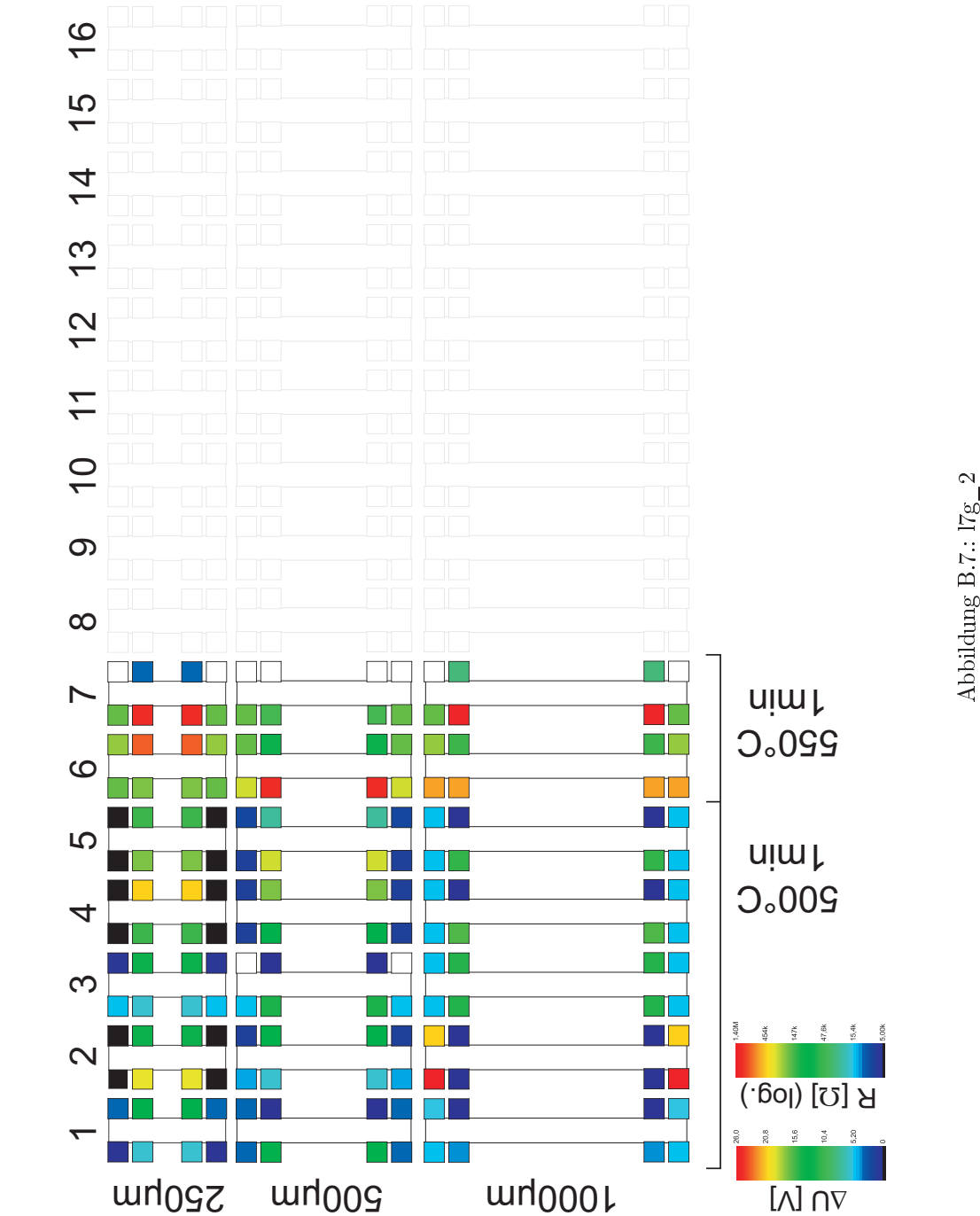


Abbildung B.7.: l7g\_2

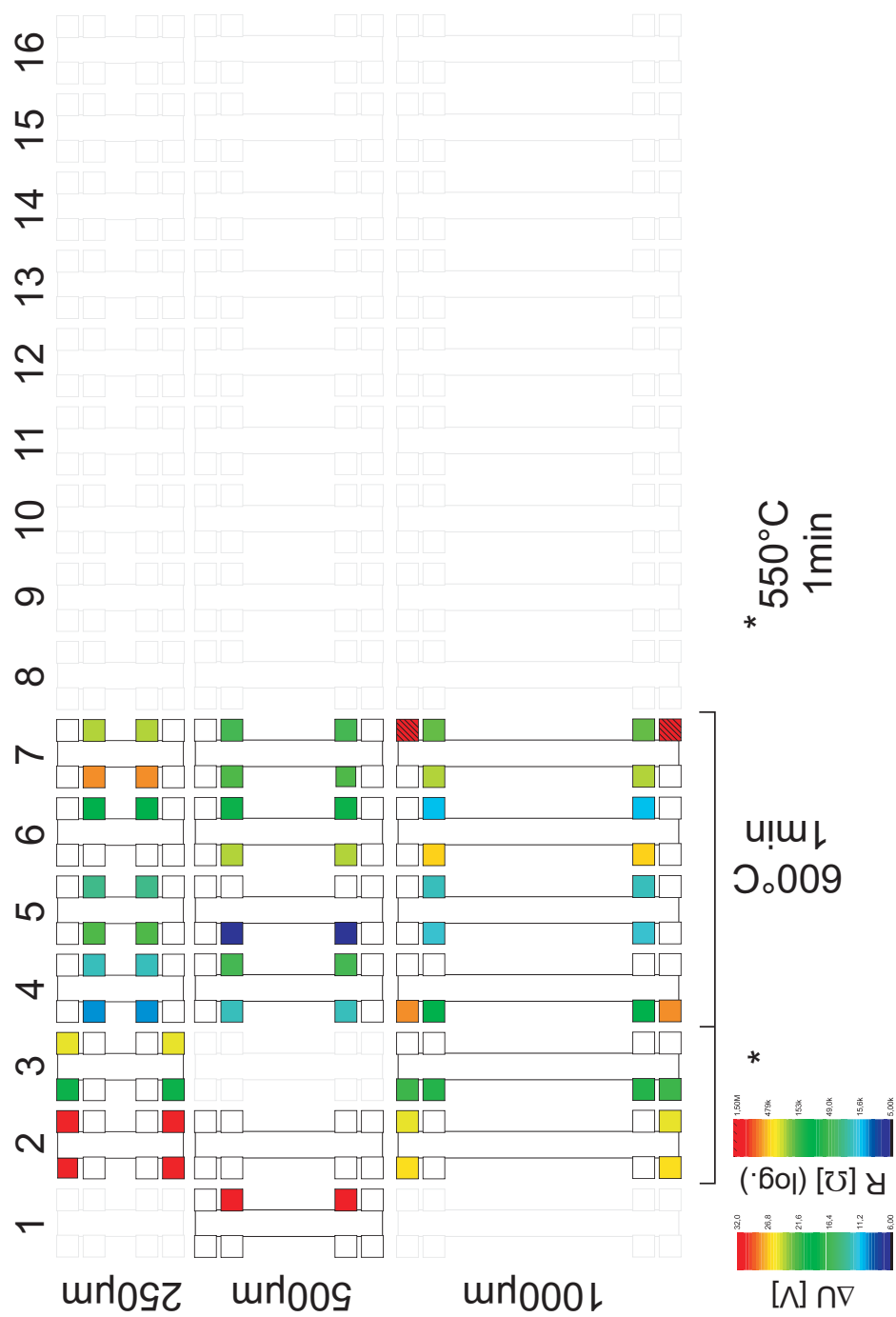


Abbildung B.8.: l7g\_3





## C. Tabellarische Zusammenfassung der Prozesse bei Probenherstellung

Nr.	Prozess	Gerät/Material	Beschreibung/Parameter
1	Probenreinigung	Ultraschall	Aceton(selectipur), kleine Leistungen, 5 min
1a			mit Isopropanol(selectipur) spülen
1b			mit N <sub>2</sub> trocknen
1c		Heizplatte	3min bei 120 °C trocknen
2	Belacken (Photolack)	Lackschleuder, Flowbox	
2a		Photolack S1813	Probe von Lack bedeckt 5 s lang 500 U/min 30 s lang 5000 U/min
2b		Laborofen	30min bei 90 °C
3	Belichten (optisch)	Maskaligner, Maske (Mesa)	
3a			parallel ausrichten, 20s
4	Entwickeln	E351:Reinstwasser (1:5)	20s
4a	Stoppen	Reinstwasser	40 s
4b			mit N <sub>2</sub> trocknen
5	Ätzen	H <sub>3</sub> PO <sub>4</sub> :H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> :Reinstwasser (1:1:40)	Dauer nach gemessener Ätzrate
5a	Stoppen	Reinstwasser	1 min, leicht schwenken
5b	Lack lösen	Aceton(selectipur)	ca. 30min
6	Probenreinigung	Ultraschall	Aceton(selectipur), kleine Leistungen, 5min
6a			mit Isopropanol(selectipur) spülen
6b			mit N <sub>2</sub> trocknen
6c		Heizplatte	3min bei 120 °C trocknen
8	Belacken (Photolack)	Lackschleuder, Flowbox	

8a	Photolack S1813	Probe von Lack bedeckt 5 s lang 500 U/min 30 s lang 5000 U/min
8b	Laborofen	30 min bei 90 °C
9	Belichten (optisch)	Maskaligner, Maske (Kontakte)
10	Entwickeln	E351:Reinstwasser (1:5)
10a	Stoppen	Reinstwasser
10c		mit N <sub>2</sub> trocknen
11	Aufdampfen	ESTHER
11a		thermisch
12	Lift-off	AuGeNi-Legierung Aceton(selectipur)
12a		ca. 0,5 g restlos verdampfen 30 min oder länger wenige Sekunden, kleine Leistungen
13	Einlegieren	evtl. Ultraschall
13a	Kontakte testen	Einlegierungssofen, ca. 60 s bei 500 °C
14	Probenreinigung	Spitzenmessplatz, SMU
14a		Ultraschall
14b		einige kΩ Aceton(selectipur), kleine Leistungen, 5 min mit Isopropanol(selectipur) spülen mit N <sub>2</sub> trocknen
14c		3 min bei 120 °C trocknen
15	Belacken (PMMA)	Heizplatte Lackschleuder, Flowbox
15a		PMMA 500k 4%
15b		3 Tropfen beim Schleudern
15c		5 s lang 500 U/min 30 s lang 6000 U/min
15d		15 min bei 160 °C
15f		3 Tropfen beim Schleudern
15g		5 s lang 500 U/min
15h		30 s lang 6000 U/min
15i		15 min bei 160 °C
16	Belichten (Marker)	Heizplatte
17	Entwickeln	e-Line
16a	Stoppen	MIBK:Isopropanol (1:3)
17a	Aufdampfen	Reinstwasser
17b		ESTHER
17a		e-gun
17b		ca. 5 nm, Rate ca. 0,05 nm/s ca. 50 nm, Rate ca. 0,1 nm/s

18	Lift-off	Aceton(selectipur)	30 min oder länger
18a		evtl. Ultraschall	wenige Sekunden, kleine Leistungen
19	Probenreinigung	Ultraschall	Aceton(selectipur), kleine Leistungen, 5 min
19a			mit Isopropanol(selectipur) spülen
19b			mit N <sub>2</sub> trocknen
19c		Heizplatte	3 min bei 120 °C trocknen
20	Belacken (PMMA)	Lackschleuder, Flowbox	
20a		PMMA 500k 4%	3 Tropfen beim Schleudern
20b			5 s lang 500 U/min
20c			30 s lang 6000 U/min
20d		Heizplatte	15 min bei 160 °C
20f		PMMA 950k 2%	3 Tropfen beim Schleudern
20g			5 s lang 500 U/min
20h			30 s lang 6000 U/min
20i		Heizplatte	15 min bei 160 °C
21	Belichten (Ätzgräben)	e-Line	Ätzgräben anhand der Marker
22	Entwickeln	MIBK:Isopropanol (1:3)	30 s, leicht schwenken
22a	Stoppen	Reinstwasser	15 s, leicht schwenken
23	Ätzen	H <sub>3</sub> PO <sub>4</sub> :H <sub>2</sub> O <sub>2</sub> :Reinstwasser (1:1:40)	Dauer nach gemessener Ätzrate
24	Stoppen	Reinstwasser	1 min, leicht schwenken
24a	Lack lösen	Aceton(selectipur)	ca. 30 min
25	Probenreinigung	Ultraschall	Aceton(selectipur), kleine Leistungen, 5 min
25a			mit Isopropanol(selectipur) spülen
25b			mit N <sub>2</sub> trocknen
25c		Heizplatte	3 min bei 120 °C trocknen
26	Belacken (PMMA)	Lackschleuder, Flowbox	
26a		PMMA 500k 4%	3 Tropfen beim Schleudern
26b			5 s lang 500 U/min
26c			30 s lang 6000 U/min
26d		Heizplatte	15 min bei 160 °C
26f		PMMA 950k 2%	3 Tropfen beim Schleudern
26g			5 s lang 500 U/min
26h			30 s lang 6000 U/min

26i		Heizplatte	15 min bei 160 °C
27	Belichten (Top Gates)	e-Line	Positionierung anhand Markern
28	Entwickeln	MIBK:Isopropanol	1:3
28a			30 s, leicht schwenken
28b	Stoppen	Reinstwasser	15 s, leicht schwenken
29	Aufdampfen	ESTHER	e-gun
29a		Ti	ca. 5 nm, Rate ca. 0,05 nm/s
29b		Au	ca. 50 nm, Rate ca. 0,1 nm/s
30	Lift-off	NMP	30 min oder länger
		nach Möglichkeit ohne Ultraschall,	
		sonst wenige Sekunden und kleine Leistungen	
31	Probenreinigung	Ultraschall	Aceton(selectipur), kleine Leistungen, 5 min
31a			mit Isopropanol(selectipur) spülen
31b			mit N <sub>2</sub> trocknen
31c		Heizplatte	3 min bei 120 °C trocknen
32	Belacken (PMMA)	Lackschleuder, Flowbox	
32a		PMMA 500k 4%	3 Tropfen beim Schleudern
32b			5 s lang 500 U/min
32c			30 s lang 6000 U/min
32d		Heizplatte	15 min bei 160 °C
32f		PMMA 950k 2%	3 Tropfen beim Schleudern
32g			5 s lang 500 U/min
26h			30 s lang 6000 U/min
32i		Heizplatte	15 min bei 160 °C
33	Belichten (IDTs)	e-Line	Positionierung anhand Markern
34	Entwickeln	MIBK:Isopropanol	1:3
34a			30 s, leicht schwenken
34b	Stoppen	Reinstwasser	15 s, leicht schwenken
35	Aufdampfen	ESTHER	e-gun
35a		Ti	ca. 5 nm, Rate ca. 0,05 nm/s
35b		Al	ca. 50 nm, Rate ca. 0,1 nm/s
36	Lift-off	NMP	30 min oder länger
		nach Möglichkeit ohne Ultraschall,	

	sonst wenige Sekunden und kleine Leistungen
37	Bonden Bonder, Chipcarrier, Kaptonfolie, Aluminiumdraht

Tabelle C.1.: Tabellarische Zusammenfassung der Prozesse bei Probenherstellung



## D. Liste der archivierten Proben

Die Proben, die zum Abschluss der Arbeit eingelagert wurden, werden unten aufgelistet und kurz beschrieben.

Probenname	Beschreibung	gebondet?	Aufbewahrung
12121_1_#1	Doppelquantenpunkt mit Top Gates altes Design	ja	Exsikkator, HF-Labor
12121_1_#2	Doppelquantenpunkt mit Top Gates altes Design	ja	Exsikkator, HF-Labor
12121_1_#2	Doppelquantenpunkt mit Top Gates	nein	Exsikkator, HF-Labor
HB_2_IV_B	1D-Kanäle	ja	Exsikkator, HF-Labor
HB_2_II_A	1D-Kanäle	ja	Exsikkator, HF-Labor
(12121_7_#3)_#1	Referenz 2DEG	ja	Exsikkator, HF-Labor
12121_7_#4	Doppelquantenpunkt mit Top Gates	nein	Exsikkator, HF-Labor
HB_1_III	Quantenpunkt nur geätzt	ja	Exsikkator, HF-Labor
HB_1_IV	Teiler, Y, T	ja (T)	Exsikkator, HF-Labor
HB_3	Referenz 2DEG	nein	Exsikkator, HF-Labor
HB_3	Referenz 2DEG	nein	Exsikkator, HF-Labor
HB_2_III_A,D	Wires	ja	Exsikkator, HF-Labor
12121_7_#3	Doppelquantenpunkt mit Top Gates	nein	Exsikkator, HF-Labor
HB_1_IV	Teiler, Y, T	ja (T)	Exsikkator, HF-Labor

Tabelle D.1.: Liste archivierter Proben

*D. Liste der archivierten Proben*



# Literaturverzeichnis

- [1] G. E. Moore, *Cramming more components onto integrated circuits*, Electronics **19**, 114 (1965).
- [2] G. E. Moore, *Moores Gesetz: „Noch zehn bis zwanzig Jahre“*, url: <http://www.heise.de/newsticker/meldung/Moores-Gesetz-Noch-zehn-bis-zwanzig-Jahre-152569.html>, abgerufen am 17.07.2011.
- [3] L. K. Grover, *A fast quantum mechanical algorithm for database search*, Proceedings of the twentyeighth annual ACM symposium on Theory of computing STOC 96 8 (1996).
- [4] P. W. Shor, *Polynomial-Time Algorithms for Prime Factorization and Discrete Logarithms on a Quantum Computer*, SIAM Journal on Computing **26**, 28 (1995).
- [5] D. P. DiVincenzo, *Topics in Quantum Computers*, arXivcondmat **345**, 22 (1996).
- [6] C. Kittel, *Einführung in die Festkörperphysik*, 14. überarbeitete und erweiterte auf-lage ed. (Oldenbourg, 2005).
- [7] N. W. Ashcroft and D. N. Mermin, *Festkörperphysik* (Oldenbourg Wissenschaftsver-lag, 2007).
- [8] W. Demtröder, *Experimentalphysik, Bd. 3. Atome, Moleküle und Festkörper* (Sprin-ger, Berlin, 2005).
- [9] J. H. Davies, *The physics of low-dimensional semiconductors: an introduction*, third edition ed. (Cambridge University Press 1998, 2000).
- [10] J. S. Blakemore, *Semiconducting and other major properties of gallium arsenide*, Jour-nal of Applied Physics **Volume 53**, 123 (1982).
- [11] L. Vegard, *Die Konstitution der Mischkristalle und die Raumfüllung der Atome*, Zeit-schrift für Physik A Hadrons and Nuclei **5**, 16 (1921).
- [12] T. Ihn, *Semicondcutor Nanostructures*, 1 ed. (Oxford University Press, 2010).
- [13] F. Rinaldi, Annual report, Optoelectronics Department, University of Ulm (unpu-blished).
- [14] W. R. Frensley and H. Kroemer, *Theory of the energy-band lineup at an abrupt semiconductor heterojunction*, Physical Review B **16**, 2642 (1977).
- [15] R. L. Anderson, Solid State Electron **341** (1962).
- [16] C. G. Smith, *Low-dimensional quantum devices*, Rep.Prog.Phys. **59**, 235 (1996).

- [17] Y. Fu, T. H. Wang, and M. Willander, *Designing two-dimensional electron gases in GaAs/InGaAs/AlGaAs,  $\delta$ -doped AlGaAs/GaAs, and AlGaAs/InGaAs/GaAs heterostructures for single electron transistor application*, Journal Of Applied Physics **89**, 1759 (2001).
- [18] A. L. Efros, *Metal-non-metal transition in heterostructures with thick spacer layers*, Solid State Communications **70**, 253 (1989).
- [19] J. A. Nixon and J. H. Davies, *Potential fluctuations in heterostructure devices*, Phys. Rev. B **41**, 7929 (1990).
- [20] *Properties of Gallium Arsenide*, edited by M. R. Brozel and G. E. Stillman (INSPEC, The Institution of Electrical Engineers, London and New York, 1990).
- [21] S. M. Sze, *Physics of Semiconductor Devices*, second edition ed. (John Wiley & Sons, 1981).
- [22] M. Shur, *GaAs devices and circuits*, third printing ed. (Plenum Press, New York, 1989).
- [23] C. R. M. Grovenor, *Structure of Au-Ge/GaAs Interfaces*, in *Properties of Gallium Arsenide, 1981* (INSPEC, The Institution of Electrical Engineers, London and New York, 1989), Chap. 16 Interfaces and Contacts, pp. 403–407.
- [24] A. G. Baca, F. Ren, J. C. Zolper, R. D. Briggs, and S. J. Pearton, *A survey of ohmic contacts to III-V compound semiconductors*, Thin Solid Films **308-309**, 599 (1997).
- [25] H. Lüth, *Basic of Quantum Mechanics and Solid State Physics*, in *Fundamentals of Nanoelectronics - Lecture Manuscripts of the 34th Spring School of the Department of Solid State Research*, Vol. 14 of *Materie und Material*, edited by S. Blügel, M. Luysberg, K. Urban, and R. Waser (Forschungszentrum Jülich GmbH, 2003), Chap. A1, pp. A1.1–A1.36.
- [26] K. Schroeder, *Elektronen in Quantendots (Theorie)*, in *Physik der Nanostrukturen - 29. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung*, Vol. 1 of *Materie und Material* (Forschungszentrum Jülich GmbH, 1998), Chap. B4, pp. B4.1–B4.26.
- [27] P. Drude, *Zur Elektronentheorie der Metalle; II. Teil. Galvanomagnetische und thermomagnetische Effecte*, Annalen der Physik **308**, 369 (1900).
- [28] P. Drude, *Zur Elektronentheorie der Metalle*, Annalen der Physik **306**, 566 (1900).
- [29] A. Sommerfeld and H. Bethe, *Elektronentheorie der Metalle*, Handbuch der Physik **24**, 333 (1933).
- [30] A. F. Ioffe and A. R. Regal, Prog. Semicond. **4**, (1960).
- [31] M. Gurvitch, *Ioffe-Regel criterion and resistivity of metals*, Phys. Rev. B **24**, 7404 (1981).
- [32] J. Sajeed, *Strong localization of photons in certain disordered dielectric superlattices*, Phys. Rev. Lett. **58**, 2486 (1987).

- [33] U. Weiss and H. Grabert, *Quantum diffusion of a particle in a periodic potential with ohmic dissipation*, Physics Letters A **108**, 63 (1985).
- [34] F. Guinea, *Dynamics of a particle in an external potential interacting with a dissipative environment*, Phys. Rev. B **32**, 7518 (1985).
- [35] M. P. A. Fisher and W. Zwerger, *Quantum Brownian motion in a periodic potential*, Phys. Rev. B **32**, 6190 (1985).
- [36] E. Abrahams, P. W. Anderson, D. C. Licciardello, and T. V. Ramakrishnan, *Scaling Theory of Localization: Absence of Quantum Diffusion in Two Dimensions*, Phys. Rev. Lett. **42**, 673 (1979).
- [37] U. Weiss and M. Wollensak, *Dynamics of the dissipative multiwell system*, Phys. Rev. B **37**, 2729 (1988).
- [38] H. van Houten and C. W. J. Beenakker, *Electronic Transport in Mesoscopic Systems* (Cambridge University Press, 1995).
- [39] C. W. J. Beenakker and H. van Houten, *Quantum Transport in Semiconductor Nanostructures*, Solid State Physics 1 (1991).
- [40] B. Lengeler, *Mesoskopischer Elektronentransport*, in *Physik der Nanostrukturen - 29. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung*, Vol. 1 of *Materie und Material* (Forschungszentrum Jülich GmbH, 1998), Chap. B1, pp. B1.1–B1.27.
- [41] T. Schäpers, *Ballistische Elektronen in Halbleiterstrukturen*, in *Physik der Nanostrukturen - 29. Ferienkurs des Instituts für Festkörperforschung*, Vol. 1 of *Materie und Material* (Forschungszentrum Jülich GmbH, 1998), Chap. B2, pp. B2.1–B2.22.
- [42] Z. Wu and P. P. Ruden, *Self-consistent calculation of the electronic structure of semiconductor quantum wires: Semiclassical and quantum mechanical approaches*, Journal of Applied Physics **74**, 6234 (1993).
- [43] H. Z. Zheng, H. P. Wei, D. C. Tsui, and G. Weimann, *Gate-controlled transport in narrow GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As heterostructures*, Phys. Rev. B **34**, 5635 (1986).
- [44] J. Ebbecke, Ph.D. thesis, Physikalisch-Technische Bundesanstalt, 2002.
- [45] R. Landauer, IBM J. Res. Dev. 223 (1957).
- [46] M. Büttiker, *Quantized transmission of a saddle-point contact*, Physical Review B **41**, 4 (1990).
- [47] D. Datta, *Electronic Transport in Mesoscopic Systems* (Cambridge University Press, 1995).
- [48] J. A. Nixon, J. H. Davies, and H. U. Baranger, *Breakdown of quantized conductance in point contact calculated using realistic potentials*, Phys. Rev. B **43**, 12638 (1991).
- [49] G. Timp, R. Behringer, S. Sampere, J. E. Cunningham, and R. E. Howard, in *Nanostructure Physics and Fabrication*, edited by M. A. Reed and W. P. Kirk (Academic, Boston, 1989).

- [50] B. J. van Wees, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, J. G. Williamson, L. P. Kouwenhoven, D. van der Marel, and C. T. Foxon, *Quantized Conductance of Point Contacts in a Two-Dimensional Electron Gas*, Physical Review Letters **60**, 848 (1988).
- [51] B. J. van Wees *et al.*, *Quantum ballistic and adiabatic electron transport studied with quantum point contacts*, Phys. Rev. B **43**, 12431 (1991).
- [52] D. A. Wharam *et al.*, *One-dimensional transport and the quantisation of the ballistic resistance*, Phys. Rev. C **21**, (1988).
- [53] L. I. Glazman and I. A. Larkin, *Lateral position control of an electron channel in a split-gate device*, Semicond. Sci. Technol. **6**, 32 (1991).
- [54] S. J. Koester, B. Brar, C. R. Bolognesi, E. J. Caine, A. Patlach, E. L. Hu, H. Kroemer, and M. J. Rooks, *Length dependence of quantized conductance in ballistic constrictions fabricated on InAs/AlSb quantum wells*, Phys. Rev. B **53**, 13063 (1996).
- [55] K. Gloos, P. Utko, M. Aagesen, C. Sørensen, J. Hansen, and P. Lindelof, *Current-voltage characteristics of quantum-point contacts in the closed-channel regime: Transforming the bias voltage into an energy scale*, Physical Review B **73**, 1 (2006).
- [56] D. Csontos and H. Q. Xu, *Effects of boundary roughness on the conductance of quantum wires*, Applied Physics Letters **77**, 2364 (2000).
- [57] L. P. Kouwenhoven, B. J. van Wees, C. J. P. M. Harmans, J. G. Williamson, H. van Houten, C. W. J. Beenakker, C. T. Foxon, and J. J. Harris, *Nonlinear conductance of quantum point contacts*, Phys. Rev. B **39**, 8040 (1989).
- [58] Q. Wang *et al.*, *Conductance oscillations induced by longitudinal resonant states in heteroepitaxially defined  $Ga_{0.25}In_{0.75}As/InP$  electron waveguides*, Applied Physics Letters **76**, 2274 (2000).
- [59] G. Kirczenow, *Resonant conduction in ballistic quantum channels*, Phys. Rev. B **39**, 10452 (1989).
- [60] A. Szafer and A. D. Stone, *Theory of Quantum Conduction through a Constriction*, Phys. Rev. Lett. **62**, 300 (1989).
- [61] H. Xu, *Theory of nonlinear ballistic transport in quasi-one-dimensional constrictions*, Phys. Rev. B **47**, 15630 (1993).
- [62] C.-T. Liang, M. Y. Simmons, C. G. Smith, D. A. Ritchie, and M. Pepper, *Fabrication and transport properties of clean long one-dimensional quantum wires formed in modulation-doped GaAs/AlGaAs heterostructures*, Applied Physics Letters **75**, 2975 (1999).
- [63] H. van Houten, C. W. J. Beenakker, and A. A. M. Staring, in *Single Charge Tunneling, NATO ASI, Ser. B*, edited by H. Grabert and M. M. Devoret (Plenum, New York, 1992).
- [64] S. Datta, *Quantum Transport : Charging / Coulomb Blockade*, Transport (2003).

- [65] E. B. Foxman *et al.*, *Effects of quantum levels on transport through a Coulomb island*, Phys. Rev. B **47**, 10020 (1993).
- [66] J. Weis, *Single-Electron Devices*, in *Fundamentals of Nanoelectronics - Lecture Manuscripts of the 34th Spring School of the Department of Solid State Research*, Vol. 14 of *Materie und Material*, edited by S. Blügel, M. Luysberg, K. Urban, and R. Waser (Forschungszentrum Jülich GmbH, 2003), Chap. D6, pp. D6.1–D6.33.
- [67] M. Field, C. G. Smith, M. Pepper, D. A. Ritchie, J. E. F. Frost, G. A. C. Jones, and D. G. Hasko, *Measurements of Coulomb blockade with a noninvasive voltage probe*, Phys. Rev. Lett. **70**, 1311 (1993).
- [68] J. M. Elzerman, R. Hanson, L. H. W. Van Beveren, L. M. K. Vandersypen, and L. P. Kouwenhoven, *Excited-state spectroscopy on a nearly-closed quantum dot via charge detection*, Applied Physics Letters **84**, 4 (2003).
- [69] A. Flensberg, A. A. Odintsov, F. Liefrink, and P. Teunissen, *Towards Single-Electron Metrology*, Int. J. Mod. Phys. B **13**, 2651 (1999).
- [70] W. G. Van Der Wiel, S. De Franceschi, J. M. Elzerman, T. Fujisawa, S. Tarucha, and L. P. Kouwenhoven, *Electron transport through double quantum dots*, Reviews of Modern Physics **75**, 32 (2003).
- [71] R. H. Blick, D. Pfannkuche, R. J. Haug, K. v. Klitzing, and K. Eberl, *Formation of a Coherent Mode in a Double Quantum Dot*, Physical Review Letters **80**, 4032 (1998).
- [72] R. H. 4Blick, R. J. Haug, J. Weis, D. Pfannkuche, K. v. Klitzing, and K. Eberl, *Single-electron tunneling through a double quantum dot: The artificial molecule*, Phys. Rev. B **53**, 7899 (1996).
- [73] H. Qin, A. W. Holleitner, A. K. Hüttel, R. H. Blick, W. Wegscheider, M. Bichler, K. Eberl, and J. P. Kotthaus, *Probing coherent electronic states in double quantum dots*, Physica Status Solidi C **1**, 2094 (2004).
- [74] T. Sakamoto, S. Hwang, F. Nihey, Y. Nakamura, and K. Nakamura, *Coulomb blockade in two quantum dots in series*, Superlattices and Microstructures **16**, 291 (1994).
- [75] P. Reimann and P. Hänggi, *Introduction to the physics of Brownian Motors*, Applied Physics A **169** (2002).
- [76] S. Kohler, J. Lehmann, and P. Hanggi, *Driven quantum transport on the nanoscale*, Physics Reports **406**, 379 (2005).
- [77] P. Hänggi and P. Reimann, *Quantum ratchet reroute electrons*, Physics World Archive **12**, 21 (1999).
- [78] P. Hänggi, F. Marchesoni, and F. Nori, *Brownian Motors*, Ann. Phys. (Leipzig) **14**, 51 (2004).
- [79] P. Hänggi, P. Talkner, and M. Borkovec, *Reaction-rate theory: fifty years after Kramers*, Reviews of Modern Physics **62**, 251 (1990).

- [80] R. Bartussek and P. Hänggi, *Brownsche Motoren*, Phys. Bl. **51**, 506 (1995).
- [81] P. Hänggi and F. Marchesoni, *100 Years of Brownian motion*, Focus (2005).
- [82] M. Stopa, *Charging ratchets: Coulomb blockade and rectification*, Applied Physics A Materials Science Processing **75**, 247 (2002).
- [83] M. Malecha, *Diploma Thesis, Akustoelektrischer Transport durch Halbleiter-Nanostrukturen*, 2007.
- [84] A. Wixforth, J. Scriba, M. Wassermeier, and J. P. Kotthaus, *Surface acoustic waves on GaAs/Al<sub>x</sub>Ga<sub>1-x</sub>As heterostructures*, Physical Review B **40**, 7874 (1989).
- [85] G. W. Farnell, *Surface Acoustic Filters*, John Willey & Sons (1997).
- [86] A. G. C. Haubrich, Ph.D. thesis, Fakultät für Physik, Ludwig-Maximilians-Universität München, 2000.
- [87] G. Visintini, Ph.D. thesis, Technische Universität Wien, 1990.
- [88] M. Munasinghe and G. W. Farnell, *Acoustic surface-wave scattering on a homogeneous three-quarter space*, Journal of Applied Physics **205** (1972).
- [89] A. Wixforth, J. P. Kotthaus, and G. Weimann, *Quantum Oscillations in the Surface-Acoustic-Wave Attenuation Caused by a Two-Dimensional Electron System*, Physical Review Letters **56**, 2104 (1986).
- [90] S. H. Simon, *Coupling of surface acoustic waves to a two-dimensional electron gas*, Physical Review B **138**78 (1996).
- [91] M. Rotter, Ph.D. thesis, Ludwig-Maximilians-Universität München, 1990.
- [92] J. M. Shilton, D. R. Mace, T. V. I., M. Y. Simmons, M. Pepper, A. C. Churchill, and D. A. Ritchie, *Experimental study of the acoustoelectric effect in GaAs-AlGaAs heterostructures*, Journal of Physics: Condensed Matter **7**675 (1995).
- [93] K. Flensberg, Q. Niu, and M. Pustilnik, *Nonadiabaticity and single-electron transport driven by surface acoustic waves*, Phys. Rev. B **60**, R16291 (1999).
- [94] P. Utko and P. E. Lindelof, *Heating in single-electron pumps driven by surface acoustic waves*, Applied Physics Letters **88**, 202113 (2006).
- [95] V. L. Gurevich, V. Pevzner, and G. J. Iafrate, *Giant Quantum Oscillations of Acoustoelectric Effect in Nanostructures*, Physical Review Letters **77**, 3881 (1996).
- [96] J. M. Shilton, D. R. Mace, V. I. Talyanskii, Y. Galperin, M. Y. Simmons, M. Pepper, and D. A. Ritchie, *On the acoustoelectric current in a one-dimensional channel*, Journal of Physics: Condensed Matter **8**, 337 (1996).
- [97] J. Ebbecke, G. Bastian, M. Blöcker, K. Pierz, and F. J. Ahlers, *Enhanced quantized current driven by surface acoustic waves*, Applied Physics Letters **77**, 2601 (2000).

- [98] L. Bø, H. Totland, and Y. Galperin, *Smearing of quantum states and giant oscillations of the acoustoelectric current in a quantum channel*, Journal of Physics: Condensed Matter **9**, 8381 (1997).
- [99] S. Datta and B. J. Hunsinger, *Analysis of surface waves using orthogonal functions*, Journal of Applied Physics **498**, 475 (1978).
- [100] C. Roche, S. Manus, A. Wixforth, M. Sundaram, J. H. English, and A. C. Gossard, *Voltage tunable acoustoelectric interaction in GaAs-AlGaAs heterojunctions*, Applied Physics Letters **65**, 2422 (1994).
- [101] K. Gloos, P. Utiko, J. B. Hansen, and P. E. Lindelof, *Quantized acoustoelectric current in the presence of large tunneling counterflow*, Physical Review B **70**, 235345 (2004).
- [102] H.-Z. Guo, J. Gao, and C. Lu, *Three dimensional potential distribution and quantized acoustoelectric current for a  $\text{Al}_{0.3}\text{Ga}_{0.7}\text{As}/\text{GaAs}$  two-dimensional electron gas heterostructure*, Journal of Applied Physics **105**, 124302 (2009).
- [103] T. J. B. M. Janssen, J. C. Maan, J. Singleton, N. K. Patel, M. Pepper, J. E. F. Frost, D. A. Ritchie, and G. A. C. Jones, *A new mechanism for high-frequency rectification in a ballistic quantum point contact*, Journal of Physics: Condensed Matter **163** (1994).
- [104] A. Maaø and Y. Galperin, *Acoustoelectric effect in quantum constrictions*, Physical Review B **56**, 4028 (1997).
- [105] P. A. Maksym, *Quantized electron transport through a time-dependent potential barrier*, Phys. Rev. B **61**, 4727 (2000).
- [106] J. M. Shilton, V. I. Talyanskii, M. Pepper, D. A. Ritchie, J. E. F. Frost, C. J. B. Ford, C. G. Smith, and G. A. C. Jones, *High-frequency single-electron transport in a quasi-one-dimensional GaAs channel induced by surface acoustic waves*, Journal of Physics: Condensed Matter **8**, L531 (1996).
- [107] G. R. Aizin, G. Gumbs, and M. Pepper, *Screening of the surface-acoustic-wave potential by a metal gate and the quantization of the acoustoelectric current in a narrow channel*, Phys. Rev. B **58**, 10589 (1998).
- [108] G. Gumbs, G. R. Aizin, and M. Pepper, *Coulomb interaction of two electrons in the quantum dot formed by the surface acoustic wave in a narrow channel*, Phys. Rev. B **60**, R13954 (1999).
- [109] J. Ebbecke, C. J. Strobl, and A. Wixforth, *Acoustoelectric current transport through single-walled carbon nanotubes*, Physical Review B **70**, 233401 (2004).
- [110] N. E. Fletcher, J. Ebbecke, T. J. B. M. Janssen, F. J. Ahlers, M. Pepper, H. E. Beere, and D. A. Ritchie, *Quantized acoustoelectric current transport through a static quantum dot using a surface acoustic wave*, Phys. Rev. B **68**, 245310 (2003).
- [111] P. Utiko, K. Gloos, J. B. Hansen, C. B. Sorensen, and P. E. Lindelof, *Different quantization mechanisms in single-electron pumps driven by surface acoustic waves*, Current **6** (2006).

- [112] A. M. Robinson and C. H. W. Barnes, *Classical dynamics of electrons in quantized-acoustoelectric-current devices*, Phys. Rev. B **63**, 165418 (2001).
- [113] V. Kashcheyevs, A. Aharony, and O. Entin-Wohlman, *Resonance approximation and charge loading and unloading in adiabatic quantum pumping*, Phys. Rev. B **69**, 195301 (2004).
- [114] O. Entin-Wohlman, A. Aharony, and Y. Levinson, *Adiabatic transport in nanostructures*, Physical Review B **65**, 8 (2002).
- [115] K. Vyacheslavs, A. Aharony, and O. Entin-Wohlman, *Quantized charge pumping by surface acoustic waves in ballistic quasi-1D channels*, The European Physical Journal B **39**, 385 (2004).
- [116] J. Cunningham, V. I. Talyanskii, J. M. Shilton, M. Pepper, M. Y. Simmons, and D. A. Ritchie, *Single-electron acoustic charge transport by two counterpropagating surface acoustic wave beams*, Phys. Rev. B **60**, 4850 (1999).
- [117] C. M. Marcus, boulder Summer School Lectures, Lecture 1. (unpublished).
- [118] C. I. H. Ashby, *GaAs Etching: Overview*, in *Properties of Gallium Arsenide* (INSPEC, The Institution of Electrical Engineers, London and New York, 1990), Chap. 20. Etching, pp. 653–654.
- [119] C. I. H. Ashby, *Wet and Dry Chemical Etching of GaAs*, in *Properties of Gallium Arsenide* (INSPEC, The Institution of Electrical Engineers, London and New York, 1990), Chap. 20. Etching, pp. 655–659.
- [120] M. Hauser, E. Gornik, C. Wirner, M. Baur, G. Bohm, and G. Weimann, *Investigation of the mobility and the drift velocity in a one-dimensional quantum wire*, Semicond. Sci. Technol. **9**, 951 (1994).
- [121] C. Wirner, C. Hamaguchi, J. Smoliner, N. Reinacher, and G. E., *Self-consistent Determination of the Confinement Potential in Various Etched Quantum Wire Structures*, Jpn. J. Appl. Phys. **34**, 4458 (1995).
- [122] G. L. Snider, I.-H. Tan, and E. L. Hu, *Electron states in mesa-etched one-dimensional quantum well wires*, Journal of Applied Physics **68**, 2849 (1990).
- [123] O. Klier, *Bachelor Thesis, Herstellung und Charakterisierung Ohm'scher Kontakte auf Halbleiter-Schichtstrukturen*, 2009.
- [124] S. Maisch, Master's thesis, Universität Augsburg, Mathematisch-Naturwissenschaftliche Fakultät, Lehrstuhl für Experimentalphysik I, 2006.
- [125] N. Braslau, *Ohmic contacts to GaAs*, Thin Solid Films **104**, 391 (1983).
- [126] F. Pobell, *Matter and Methods at Low Temperatures* (Springer Verlag, 1992).
- [127] C. Enss and S. Hunklinger, *Tieftemperaturphysik* (Springer Verlag, 2000).
- [128] C. Barnes, 413 WE-Heraeus-Seminar, mündliche Kommunikation, 2008.



- [129] J. Ebbecke, K. Pierz, and F. Ahlers, *Influence of the shape of a quasi-one-dimensional channel on the quantized acousto-electric current*, Physica E **12**, 466 (2006).
- [130] F. J. Kaiser *et al.*, *Theoretical and experimental investigations of Coulomb blockade in coupled quantum dot systems*, Journal of Physics: Condensed Matter **20**, 12 (2008).
- [131] C. G. Smith, M. Pepper, H. Ahmed, J. E. F. Frost, D. G. Hasko, D. C. Peacock, D. A. Ritchie, and J. G. A. C., *The transition from one-to zero-dimensional ballistic transport*, J. Phys. C: Solid State Phys. **21**, L893 (1988).
- [132] A. Vidan, R. M. Westervelt, M. Stopa, M. Hanson, and A. C. Gossard, *Triple quantum dot charging rectifier*, Applied Physics Letters **85**, 3602 (2004).
- [133] T. Fujisawa, T. Hayashi, H. D. Cheong, and Y. H. Jeong, *Rotation and phase-shift operations for a charge qubit in a double quantum dot*, Physica E: Low-dimensional Systems and Nanostructures **21**, 1046 (2004).
- [134] K. Eberle, *Diploma Thesis, Akustoelektrische Effekte in künstlichen niederdimensionalen Halbleiternanostrukturen*, 2010.
- [135] L. Worschech, F. Beuscher, and A. Forchel, *Quantized conductance in up to 20  $\mu$ m long shallow etched GaAs/AlGaAs quantum wires*, Applied Physics Letters **75**, 578 (1999).
- [136] B. Kaestner *et al.*, *Single-parameter nonadiabatic quantized charge pumping*, Physical Review B **77**, 1 (2008).
- [137] B. Kaestner, V. Kashcheyevs, G. Hein, K. Pierz, U. Siegner, and H. W. Schumacher, *Robust single-parameter quantized charge pumping*, Applied Physics Letters **92**, 192106 (2008).
- [138] B. Kaestner, V. Kashcheyevs, G. Hein, K. Pierz, U. Siegner, and H. W. Schumacher, *Robust single-parameter quantized charge pumping*, Applied Physics Letters **92**, 192106 (2008).
- [139] L. Schliemann, L. Worschech, S. Reitzenstein, S. Kaiser, and A. Forchel, *Large threshold hysteresis in a narrow AlGaAs/GaAs channel with embedded quantum dots*, Appl. Phys. Lett. **81**, 2115 (2002).
- [140] I. Kamleitner, J. Cresser, and J. Twamley, *Adiabatic information transport in the presence of decoherence*, Phys. Rev. A **77**, 032331 (2008).
- [141] O. P. Balkashin, R. J. P. Keijsers, H. van Kempen, Y. A. Kolesnichenko, and O. I. Shklyarevskii, *Relaxation of two-level fluctuators in point contacts*, Phys. Rev. B **58**, 1294 (1998).
- [142] I. Kamleitner, Ph.D. thesis, Centre for Quantum Computer Technology, Department of Physics, Macquarie University, Sydney, New South Wales 2109, Australia, 2010.
- [143] J. Weis, R. J. Haug, K. von Klitzing, and K. Ploog, *Single-electron tunnelling transistor as a current rectifier with potential-controlled current polarity*, Semiconductor Science and Technology **10**, 877 (1995).

- [144] A. M. Chang, H. U. Baranger, L. N. Pfeiffer, K. W. West, and T. Y. Chang, *Non-Gaussian Distribution of Coulomb Blockade Peak Heights in Quantum Dots*, Phys. Rev. Lett. **76**, 1695 (1996).

# Index

- Ätzen, 55
  - Nass-chemisch, 55
- Ätzlösung, 55
- Ätztiefenmessung, 73
- Übergang
  - Hetero-, 6
- $^3\text{He}$ , 77
- $^4\text{He}$ , 77
- 12121-5-R5, 87
- 12121\_7\_#3, 120
- 12121\_7\_#4, 127
- 1D-Kanäle, 104
- 1D-Wires, 21, 97, 104, 106
- 1d-Wires, 97
- 1st-Peak-Anomalie, 99, 101
- 2DEG, 7, 9, 17
  
- AFM, 73
- akustische Oberflächenwelle, 35, 130
- akustoelektrischer Strom, 75
- Anderson-Regel, 7
- Aufdampfen, 55
  - thermisch, 55
- Auswertung, 97
  
- ballistisch, 19
- Bandgap-Engineering, 6
- Bandlücke, 5, 6
- Batch, 102
- Bonden, 68
- Braunsche Motoren, 32
  
- Chipcarrier, 68
- Coulomb-Blockade, 29
- Coulomb-Blockade, 26, 28
- Coulomb-Diamanten, 29, 30
- Coulomb-Oszillationen, 27
  
- deep etch, 87
- DEKTAK, 73
  
- Delayline, 39
- diffusiv, 19
- Doppelquantenpunkte, 31
- Drude-Leitfähigkeit, 17
- Drude-Modell, 17
  
- Effekt
  - Proximity, 52
- Einkühlen, 83
- Einzelelektronentransport, 27
- Elektronendichte
  - induziert, 11
- Elektronengas
  - zweidimensionales, 7, 9
- Elementarzelle, 5
- Ergebnisse, 97
- etching
  - deep, 55
  - shallow, 55
  
- fcc, 5
- Formel
  - Landeuer, 22
  
- GaAs, 5
- Galliumarsenid, 5
- Gate
  - in-plane, 149
  - metallisch, 11
  - plunger, 26
- Gates
  - Split, 21
- Gesetz
  - Moore, 1
  - Vegards-, 6
- Gitterkonstante, 6
  
- HB\_1\_III, 149, 153
- HB\_2\_II\_A, 97, 98, 112
- HB\_2\_II\_B, 97, 101, 111

- HB\_2\_II\_C, 97, 103, 116
- HB\_2\_III\_B, 106
- Heteroübergang, 6
- Heterostrukturen, 6
- IDT, 36, 66, 74
- in-plane-Gates, 149
- induzierte Elektronendichte, 11
- interdigital transducer, 36, 66
- interdigitale Schallwandler, 36, 66
- Ioffe-Regel, 18
- Jellium-Modell, 10
- Kanäle, eindimensional, 97, 106
- Kontakte
  - Ohmsch, 57
- Kryostat, 77
- kubisch-flächenzentriert, 5
- Längenskalen, 18
- Ladungstransport, 17, 21
- Landauer-Formel, 22
- Leitfähigkeit
  - Drude, 17
- Leitwertquant, 17, 22, 24
- Lift Off, 56
- Lithografie
  - optisch, 51
- Lithografie
  - Elektronenstrahl, 52
- Lokalisierung, 18
  - schwach, 18
  - stark, 19
- Loop, 80
- Mapping, 123, 127
- MBE, 6
- mesoskopisch, 19
- Messaufbau, 73
- metallisches Gate, 11
- mittlere freie Weglänge, 17, 18
- Modell
  - Drude, 17
  - Jellium, 10
- Molekularstrahlepitaxie, 6
- Mooresches Gesetz, 1
- Nanodraht, 21
- Nanostrukturen, 21
- Netto-Null-Spannung, 98
- Netto-Spannung, 98
- Netzwerkanalysator, 74
- Niederdimensionale Systeme, 15
- Offset, 98
- Ohmsche Kontakte, 12, 57, 58
- Phasen-Dekohärenz-Länge, 18
- Phasen-Dekohärenz-Rate, 18
- piezoelectric stiffening, 39
- plunger gate, 26
- Probe, 5
- Probenaufbau, 5
- Probendesign, 95
- Probenherstellung, 47, 48
- Probenmaterial, 47
- Probennomenklatur, 47
- Probenreinigung, 51
- Probenstab, 77
  - Augsburg, 77
  - Braunschweig, 77
- Proximity-Effekt, 52
- Qbit, 1, 31
- Qdot, 25, 120
- Quantenpunkt, 25, 26, 120, 127
- Quantenpunktkontakt, 21, 23
- quasi-ballistisch, 19
- ratchet, 32
- Ratsche, 32, 87
- Ratschensystem, 87
- Regel
  - Anderson-, 7
  - Ioffe, 18
- Regime
  - geschlossen, 115
  - offen, 115
- Resonanzfrequenz, 74, 75
- SAW, 35, 75, 130, 153
- Schichtdickenmessung, 73
- Schwache Lokalisierung, 18
- sense, 58
- single electron transport, 27
- source, 58

Spannungsoffset, 98  
Spektroskopie, 29, 30, 143  
Spitzenmessplatz, 58, 73  
Split Gates, 21, 22  
Stabilität der Proben, 69  
Stage, 52  
starke Lokalisierung, 19  
Stitchingfehler, 52  
Streuprozesse, 17  
surface acoustic waves, 35  
Sweep, 102  
Systeme  
    niederdimensionale, 15  
  
Temperatur, 130  
Tiefemperaturmessung, 77  
TLF, 132  
Top Gates, 52, 106  
Top-Down, 15  
Transportfenster, 23, 25  
Tunnel-Ratsche, 32, 33  
tunneling ratchet, 32  
Two Level Fluctuators, 132  
  
vakuum deoposition, 55  
Vegards-Gesetz, 6  
Versuchsaufbau, 78  
VTI, 77  
  
Wafervorbereitung, 48  
Wires, 97, 106  
Writefield, 52  
  
zeitaufgelöst, 75  
Zinkblende-Struktur, 5  
Zusammenfassung, 159  
Zustandsdichte, 16  
Zuverlässigkeit der Proben, 69  
zweidimensionales Elektronengas, 7, 9, 17



# Vielen Dank...

Zum Schluss möchte ich allen Personen danken, die zum Gelingen der Promotion beigetragen haben – direkt, sei es durch Hilfestellungen oder interessante Diskussionen oder auch indirekt als Stütze in Zeiten der Verzweiflung und des Wahnsinns.

Ganz besonders möchte ich Prof. Dr. *Achim Wixforth* danken für die Möglichkeit am Lehrstuhl für Experimentalphysik 1 forschen zu dürfen. Als Doktorvater hatte er jederzeit ein offenes Ohr für alle Belange und lies es sich nicht nehmen im Labor noch selber mit anzupacken. Seine Art Probleme anzugehen inspirierte mich im höchsten Maße. Vielen Dank auch für die Begutachtung dieser Arbeit.

Prof. Dr. *Sigmund Kohler* für die Übernahme des Prüfungsvorsitzes, trotz der weiten Entfernung zwischen Augsburg und Madrid, sowie seiner Arbeit als Zweitgutachter für diese Dissertation.

Sehr zum Dank verpflichtet bin ich Herrn Dr. *Jens Ebbecke*, in dessen Arbeitsgruppe mein Nano-Abenteuer begonnen hat. Seine Begeisterung für die Physik und die freundschaftliche Arbeitsatmosphäre hat mich weiter getrieben als ich es für möglich gehalten habe. Dr. Ebbecke war immer Hilfsbereit und interessiert an Diskussionen, auch über eine Distanz von mehreren Tausend Kilometern.

Ohne das technische Personal wäre das Forschen nicht möglich. Deswegen ein großer Dank an Frau *Sidonie Lieber*, Frau *Olga Ustinov*, Herrn *Alexander Hupfer*, Herrn *Andreas Spörhase*, Herrn *Pouya Vaziri* und nicht zuletzt Herrn *Andreas Hörner*, die es nicht müde wurden die Geräte am Laufen zu erhalten, Bestellungen zu erledigen und auf alle Fragen zu antworten. Vielen Dank auch an Frau *Funda Cevik*, die mir bei jeder Anfrage in Verwaltungsangelegenheiten weiter helfen konnte.

Im Laufe von drei Jahren kommt man mit vielen Menschen in Kontakt. Einige von ihnen haben einen bleibenden Eindruck hinterlassen und mal einen kleinen, mal einen großen Beitrag zu dieser Arbeit beigetragen. Als erstes sollen die Arbeitskollegen eine Erwähnung finden, zuvorderst die Raum308-Crew: *Judith, Chris, Daniel, Benjamin, Andreas, Stefan* und *Stefan*. Danke! Ihr wart die beste Truppe mit der man eine Ethikfreie Zone füllen kann. Vielen Dank auch an die Studenten mit denen ich das Vergnügen hatte zusammen zu arbeiten: *Lars, Konstantin* und *Oskar*. Ich hoffe, es hat Euch mindestens genauso viel Spaß gemacht wie mir. Weiterhin sei den Kollegen der Halbleiter-Gruppe zu danken: Dr. *Hubert Krenner, Jörg, Florian, Markus* und *Kerstin* mit denen die Zusammenarbeit sehr einfach, sehr ergiebig und erfüllend war. Für die fruchtbare und menschliche Arbeitsatmosphäre waren auch andere Lehrstuhlangehörige verantwortlich, die jetzt zwar am Schluss aber nicht als Letzte erwähnt werden müssen: *Susanne, Sabine, Babak, Thomas, Johannes, Florian(s), Lothar, Leni, Daniel, Josef, Rolf, Jenny, Viktor*, und und und. Alle die mir

gerade entfallen sind, mögen es mir verzeihen. Außerdem gibt es noch Menschen, die außerhalb der Arbeit und auf einer anderen Ebene einen Beitrag geleistet haben. Sie waren da, als ich sie in der Zeit der Zweifel gebraucht habe und haben mich unterstützt – auch wenn sie manchmal „nur“ für eine willkommene Ablenkung gesorgt haben: *Doro, Christan, Andi, Franz* (hier ein besonderer Dank für das penible Korrekturlesen), *Steffi, Florian*. Das habt Ihr sehr gut gemacht und ich bin Euch dafür dankbar.

Den Mitarbeitern der Physikalisch-Technischen Bundesanstalt in Braunschweig Dr. *Hans W. Schumacher*, Dr. *Bernd Kästner* und Dr. *Armin Welker* für die freundliche Hilfe und Möglichkeit einige der Messungen am  $^3\text{He}$ -Kryostat durchführen zu dürfen.

Herrn Prof. Dr. *Andreas D. Wieck* von der Ruhr-Universität in Bochum für das verwendete Wafermaterial.

Der Deutschen Forschungsgemeinschaft für die Finanzierung des von mir betreuten Projektes

Am tiefsten stehe ich jedoch in der Schuld bei meinen Eltern. Vor allem Ihr Glaube an mich hat mich immer angespornt das Beste zu leisten. Das Gefühl Euren Rückhalt und Eure Unterstützung zu haben können hier nicht annähernd angemessen gewürdigt werden.



# Lebenslauf

## Zur Person

Marcin Malecha

07. April 1976 in Rosenberg/Polen

## Ausbildung

11/07 – 04/11

Wissenschaftlicher Mitarbeiter  
Universität Augsburg

10/01 – 10/07

Studium der Physik  
Universität Augsburg

09/99 – 07/01

Städtische Berufsoberschule  
Augsburg

09/93 – 02/97

Ausbildung zum Physiklaboranten  
Trevira GmbH & Co KG, Bobingen